



Facultad de Ciencias

**ESTUDIO DE LA QUIRALIDAD EN
METAMATERIALES QUIRALES 3D**
(Study of Chirality in 3D Chiral Metamaterials)

Trabajo de Fin de Grado
para acceder al
GRADO EN FÍSICA

Autor: David Gallo Gutiérrez

Directores: Óscar Fernández Fernández
Álvaro Gómez Gómez

Santander, Octubre 2020

Agradecimientos

Me gustaría dedicar estas líneas a todas aquellas personas que han formado parte de mi etapa universitaria y que han estado conmigo durante todos estos años. En primer lugar, dar las gracias a mis padres, María del Campo y José Manuel, por apoyarme siempre y ofrecerme la posibilidad de iniciar los estudios en la Universidad de Cantabria. Así como mi hermana Adriana, que nunca ha dudado de mí y me ha motivado siempre para seguir adelante.

También me quiero acordar de mis compañeros que han sido esenciales para afrontar el día a día en la universidad. En especial de María, que ha estado ahí en los momentos menos buenos para levantarme el ánimo y apoyarme siempre. Por todas las experiencias y anécdotas que hemos compartido juntos y que seguiremos compartiendo en un futuro. Sin ellos este logro hubiera sido mucho más complicado.

Por último, agradecer a mis directores Óscar y Álvaro por la paciencia que han tenido durante estos meses finales y por todo lo que me han enseñado tanto a nivel académico como a nivel personal. Por involucrarse desde el principio en este trabajo y obligarme a dar lo mejor de mí.

Muchas gracias de corazón.

Resumen

En este trabajo se han estudiado metamateriales quirales 3D al incidir sobre ellos con ondas electromagnéticas a frecuencias de microondas. Para ello, se han propuesto las estructuras “Diente de Sierra” y “Zig Zag” y se ha observado su respuesta electromagnética a partir de la actividad óptica y el dicroísmo circular, efectos principales producidos por el comportamiento quiral. El análisis se ha efectuado mediante el software de simulación EMPro Keysight que ha facilitado la extracción y la presentación de los resultados.

En particular, la investigación se ha centrado en mejorar la respuesta quiral a través de la propiedad de la quiralidad extrínseca, que se pone de manifiesto rotando la estructura según el eje y . De esta forma, la incidencia se considera oblicua con un determinado ángulo respecto a la normal del material. Se ha observado que para ciertas situaciones se producen resonancias en anchos de banda donde antes no había respuesta alguna, y que estos casos muestran resultados significativos de actividad óptica y dicroísmo circular.

Palabras clave: quiralidad, metamaterial, actividad óptica, dicroísmo circular, extrínseca, coeficientes de transmisión

Abstract

In this project, it has been studied 3D chiral metamaterials falling upon them with electromagnetic waves at microwave frequencies. In order to do that, it has been put the structures “Diente de Sierra” and “Zig Zag” forward. It has been observed its electromagnetic response from optical activity and circular dichroism which are the main effects produced by the chiral behavior. The analysis has been carried out by the simulation software EMPro which has made easier the extraction and presentation of the results.

In particular, the investigation has been focused on improving the chiral response through the property of extrinsic chirality, which is brought to light by spinning the structure by the y axes. In this way, the incidence is considered as oblique with a given angle in relation to the normal of the material. It has been observed that, for certain situations, resonances are produced in bandwidths where there was not any response before. Additionally, it has been seen that this cases show significant results of optical activity and circular dichroism.

Key words: chirality, metamaterial, optical activity, circular dichroism, extrinsic, transmission coefficients

Índice general

Índice general	1
1 Introducción	2
1.1 Justificación y contexto	2
1.2 Objetivos y estructura de la memoria	4
2 Fundamentos Teóricos	6
2.1 Medios quirales	6
2.1.1 Actividad óptica	7
2.1.2 Relaciones de constitución	8
2.1.3 Dicroísmo circular	9
2.1.4 Propagación electromagnética en medios ilimitados	9
2.2 Metamateriales	10
2.2.1 Historia	10
2.2.2 Características principales	12
2.3 Metamateriales quirales	14
3 Simulación y Software empleado	17
3.1 FDTD	17
3.2 EMPro Keysight 3D simulation software	18
3.3 Recuperación de parámetros en medios quirales	20
4 Resultados y Análisis	22
4.1 Tipos de estructuras	23
4.2 Estructura diente de sierra	27
4.3 Estructura zig zag	42
5 Discusión y Conclusiones	47
Bibliografía	49

CAPÍTULO 1

Introducción

1.1 *Justificación y contexto*

Este trabajo consiste, principalmente, en un análisis de diferentes estructuras metamateriales 3D que presentan quiralidad, cuando se hace incidir con un cierto ángulo una onda electromagnética en el rango de frecuencias de las microondas. Es decir, la estructura se perturba con una excitación externa (campo eléctrico \vec{E} y magnético \vec{H}), de forma que, examinando las ondas transmitida y reflejada se puede obtener información sobre la actividad óptica [1], el dicroísmo circular [2] o el índice de refracción negativo [3] de estos materiales. Más aún, y lo que es más interesante, se pueden lograr propiedades verdaderamente asombrosas que son muy poco comunes en los medios materiales convencionales, lo que da lugar en multitud de casos a potenciales aplicaciones en los campos de la ingeniería de telecomunicación, el electromagnetismo o la óptica entre otros, por citar algunos ejemplos [4].

En los siglos XVII y XVIII, el colectivo científico encabezado por grandes pensadores como C. Huygens e I. Newton, se centró en el desarrollo de la teoría de la luz y el electromagnetismo. Una vez sentadas estas bases, uno de los objetivos desde principios del siglo XIX hasta la actualidad, ha sido el de controlar las propiedades de una onda electromagnética al incidir en un determinado medio material. Naturalmente, la respuesta electromagnética que experimentan estos medios es diferente cuando se trabaja a frecuencias distintas, pero existen algunos comportamientos que pueden considerarse como similares. Es por ello que, a menudo, los estudios innovadores que se desarrollan a frecuencias del espectro visible, se intentan trasladar al ancho de banda de las microondas y viceversa.

Cuando se incide con una onda electromagnética en un metamaterial quiral se producen dos efectos significativos que se designan como actividad óptica (ver 2.1.1) y dicroísmo circular (ver 2.1.3). Estas propiedades surgen debido al comportamiento quiral que presenta la estructura y se analizarán en profundidad en este trabajo.

Se puede hacer una distinción importante en cuanto a la quiralidad considerándose dos casos; quiralidad intrínseca y quiralidad extrínseca [5]. La intrínseca se produce con incidencia normal y se considera característica del material debido al comportamiento quiral de la estructura. De esta manera, solo se puede poner de manifiesto si la estructura presenta quiralidad. La quiralidad intrínseca es una propiedad que está ya ampliamente estudiada en el campo de los metamateriales. Por otro lado, la extrínseca depende del ángulo de incidencia respecto a la normal de la superficie metamaterial y se puede dar también en estructuras aquirales. De esta forma, la quiralidad extrínseca se puede alcanzar de dos maneras, bien incidiendo con un ángulo

$\alpha \neq 0$ (ver figura 1.1), o bien incidiendo normalmente, pero girando la estructura según uno de sus ejes (en este trabajo será el eje y). En algunos casos, es posible obtener una respuesta de resonancia en metamateriales planos aquirales (sin quiralidad intrínseca) sin más que girar la estructura, lo que produce altos niveles de birrefringencia y dicroísmo circular [5]. En este trabajo se ha analizado la quiralidad extrínseca de algunas estructuras quirales partiendo de situaciones de buena quiralidad intrínseca, tratando de abrir así una nueva vía de investigación que no parece estar muy extendida.

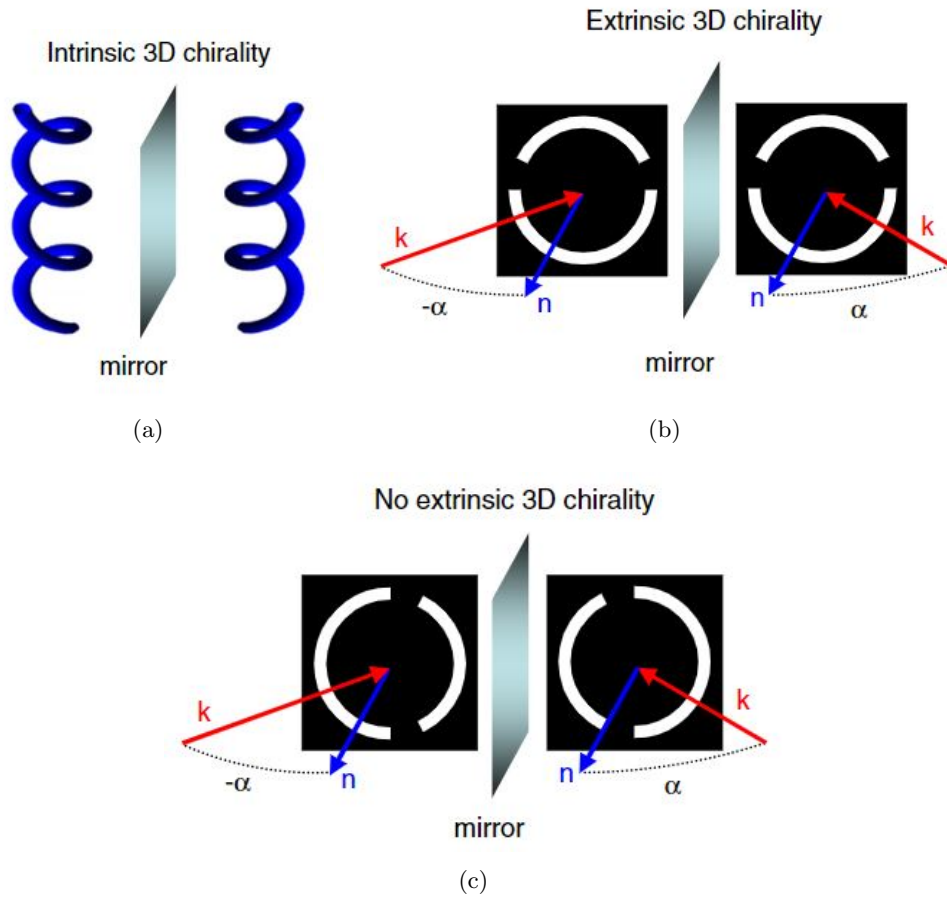


Figura 1.1: Metamateriales quirales en 3D [6]. a) Muelle intrínsecamente quiral. b) Metamaterial aquiral plano que produce respuesta quiral con incidencia oblicua. Se considera extrínsecamente activo. c) Mismo metamaterial que en (b) pero con SRRs girados. Se tiene una línea de simetría en la dirección de incidencia por lo que no es extrínsecamente quiral.

A veces, aunque se hable de metamateriales en 3D, éstos se pueden considerar “planos”, lo que quiere decir que “prácticamente” las estructuras se pueden analizar como si estuvieran fabricadas en 2D (sin grosor). Esta aproximación se puede llevar a cabo porque se trabaja en la zona de microondas de baja frecuencia (entre 1 y 12 GHz). Bajo esta condición, el grosor de la propia estructura es pequeño en comparación con la longitud de onda incidente. Sin embargo, a medida que se aumenta α las estructuras dejan de ser planas.

Antes de introducir el núcleo teórico fundamental de esta memoria (capítulo 2), es necesario introducir algunos conceptos básicos sobre propagación de ondas electromagnéticas, para después profundizar verdaderamente en el área de los metamateriales quirales.

Como bien se refleja en las Ecs. de Maxwell, los parámetros principales que describen el comportamiento electromagnético de un medio material convencional son la permitividad dieléctrica, ε , y la permeabilidad magnética, μ . Para medios isotrópos, la relación de dispersión que conecta la frecuencia angular, ω , con el vector de ondas, k , se puede escribir de la siguiente manera:

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (1.1)$$

donde $c = 3 \cdot 10^8$ m/s es la velocidad de la luz en el vacío que enlaza las dos magnitudes.

A partir de ahora y a lo largo de esta memoria, se hablará siempre de ondas electromagnéticas planas, aquellas en las que los frentes de onda son planos perpendiculares a la dirección de propagación. Por lo tanto, el campo eléctrico de una onda plana linealmente polarizada se expresa como sigue:

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_o \cdot e^{j(\omega t - \vec{k}z)} \quad (1.2)$$

donde \vec{E}_o es la amplitud, que posee componente paralela (\parallel) y perpendicular (\perp) al plano de incidencia, y z es la dirección de propagación de la onda. La dependencia temporal del campo eléctrico es de la forma $e^{j\omega t}$, notación fasorial que se ha mantenido durante todo el trabajo.

El índice de refracción de un medio se define como el cociente entre la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de fase en dicho material, $n = c/v$, pero también se puede escribir en función de los parámetros constitutivos que describen el medio:

$$n^2 = \varepsilon_r \mu_r \Rightarrow n = \pm \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (1.3)$$

donde $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_o$ y $\mu_r = \mu/\mu_o$ son la permitividad y permeabilidad relativas al vacío, respectivamente. Normalmente, estos parámetros son escalares complejos y su parte imaginaria da cuenta de las pérdidas de la onda electromagnética en el material. En los metamateriales quirales a veces se tiene que ε y μ son negativos simultáneamente, lo que produce un índice de refracción negativo (ver apartado 2.2.2).

1.2 Objetivos y estructura de la memoria

En cuanto a la realización de este trabajo, se ha efectuado una revisión bibliográfica de artículos, libros y revistas científicas para conocer las principales propiedades de los metamateriales quirales. Al mismo tiempo, la familiarización con el simulador EMPro ha supuesto una parte fundamental porque ha sido la herramienta utilizada para el desarrollo de las estructuras.

Los objetivos marcados en este trabajo son los siguientes. En primer lugar, analizar el efecto de la combinación de la quiralidad intrínseca y extrínseca a partir de las estructuras sugeridas. Se presentan dos diseños, “Diente de Sierra” y “Zig Zag”, que incorporan estructuras metamateriales quirales presentes en la literatura, para propiciar esta presencia de la quiralidad extrínseca. También, siempre y cuando sea posible, estudiar las posibles aplicaciones de las estructuras para su implementación en dispositivos de comunicación.

En lo que se refiere a la organización de la memoria, se han estructurado los capítulos como se indica a continuación:

- El capítulo 2 contiene los fundamentos teóricos necesarios para comprender adecuadamente el trabajo llevado a cabo. Primero, se describen los medios quirales y sus relaciones de constitución. Además, se

explican detalladamente la actividad óptica y el dicroísmo circular, dos de las propiedades principales que se obtienen gracias al fuerte comportamiento quiral de las estructuras. De esta forma, se consigue entender en profundidad la propagación de ondas electromagnéticas en medios quirales. Se introduce también un breve repaso histórico de los metamateriales así como sus características más importantes, y se termina el capítulo haciendo referencia a los metamateriales quirales con una serie de ejemplos.

- El capítulo 3 describe el proceso desarrollado con el software de simulación. Se explica el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo, que se ha empleado para resolver el problema electromagnético computacional planteado. Asimismo, se revisan los aspectos más relevantes del simulador EMPro que son esenciales para la creación de las estructuras y las posteriores simulaciones. Finalmente, se describe la técnica de recuperación de parámetros en medios quirales, utilizada para obtener los parámetros macroscópicos de éstos a partir de los coeficientes de transmisión y reflexión circulares.
- En el capítulo 4 se presentan las estructuras quirales metamateriales que se han estudiado en este trabajo. Se presta una atención especial al estrecho ancho de banda en el que se producen las resonancias, porque determinan la zona de trabajo de las estructuras. De este modo, se observa su respuesta electromagnética y se comentan los resultados más destacados. Principalmente, se ha analizado la rotación del plano de polarización (actividad óptica) y el cambio de polarización (da cuenta del dicroísmo circular) de la onda incidente, a medida que se gira la estructura un ángulo determinado. Este capítulo se considera la base fundamental de este proyecto.
- Finalmente, en el último capítulo se discuten los resultados obtenidos y se extraen las conclusiones definitivas sobre la utilidad de las estructuras estudiadas.

CAPÍTULO 2

Fundamentos Teóricos

2.1 Medios quirales

Aunque la definición de quiralidad puede variar dependiendo del contexto científico, en esta memoria de investigación se dirá que un objeto (o estructura) es quiral si su imagen especular no se puede superponer consigo misma mediante operaciones de traslación y rotación [7]. De esta manera, cuando la asimetría del medio sea alta, mayor será el grado de quiralidad, ya que su imagen especular será de alguna forma “menos” superponible. En la figura 2.1 se muestra el ejemplo de objeto quiral más claro e ilustrativo: las manos del cuerpo humano. La mano izquierda es la imagen especular de la mano derecha y se observa que no pueden ser superpuestas de ninguna forma. Del mismo modo, se dice que un objeto es aquiral cuando su imagen especular coincide con el objeto original y, por consiguiente, este nivel de simetría hace que sean superponibles.



Figura 2.1: Ejemplo de objeto quiral. Fuente: <https://www.uv.mx/cienciahombre/revistae/vol23num3/articulos/simetria/index.html>

La quiralidad es una propiedad de vital interés en numerosas disciplinas del mundo de la ciencia. En la rama de la química [8] suele estar asociada con la presencia de carbonos asimétricos que dan lugar a enantiómeros en los que uno es la imagen especular del otro. En matemáticas se utiliza a menudo en geometría y en teoría de nudos [9]. En física de partículas sirve para describir el giro de una partícula cuando esta se propaga en una dirección determinada. En el caso que nos ocupa, se introduce un parámetro de quiralidad κ que da cuenta del grado de quiralidad de los medios quirales y que juega un papel importante en la respuesta electromagnética de éstos.

2.1.1 Actividad óptica

Se denomina actividad óptica a la capacidad de rotar el plano de polarización de un haz linealmente polarizado que se propaga en un medio material. El conjunto de los medios quirales se caracteriza por presentar la propiedad de la actividad óptica, la cual va a estar estrechamente relacionada con el parámetro de quiralidad. En la naturaleza existen numerosos materiales y/o estructuras quirales que muestran valores bajos de κ . Como se verá más adelante, en la búsqueda de estructuras que presenten índice de refracción negativo es interesante disponer de medios materiales que exhiban alta quiralidad, y por tanto, una elevada actividad óptica. Por ejemplo, el cuarzo es un rotador de polarización natural cuyos niveles de actividad óptica, tanto a frecuencias ópticas como de microondas, están muy por debajo de los que se consiguen con medios quirales [10].

En algunos artículos científicos [11], [12], a menudo se identifica esta rotación del plano de polarización cuando se trabaja a frecuencias de microondas con la actividad electromagnética. No obstante, en este trabajo se utilizará la nomenclatura de “actividad óptica” para todo el rango de frecuencias.

En 1811, F. J. Arago [13] en sus investigaciones con ondas en el espectro visible se dio cuenta, utilizando un cristal de cuarzo entre dos polarizadores cruzados, que la luz solar rotaba el plano de polarización al atravesar dicha configuración experimental. Fue bastante más tarde cuando Lindman, en 1920, y posteriormente Pickering en 1945 [14], comenzaron a despertar un gran interés en el colectivo científico debido a sus experimentos a frecuencias de microondas con estructuras quirales. En ellos se analizaba la respuesta electromagnética que presentaban un conjunto de hélices de alambre de tamaño inferior a la longitud de onda incidente, prestando un particular interés en los resultados y conclusiones sobre la actividad óptica del medio. Este trabajo se complementó finalmente en 1979 con los estudios teóricos de Jaggard *et al*, con un modelo matemático para describir la interacción de la onda electromagnética con el medio quiral. Esta aportación fue fundamental para establecer las relaciones de constitución en este tipo de medios, los cuales como se verá más adelante, dan cuenta del acoplamiento entre el campo eléctrico y el campo magnético [15].

Observando la figura 2.2, se analiza el comportamiento de una estructura quiral compuesta por hélices metálicas cuando se incide sobre ella con una onda electromagnética.

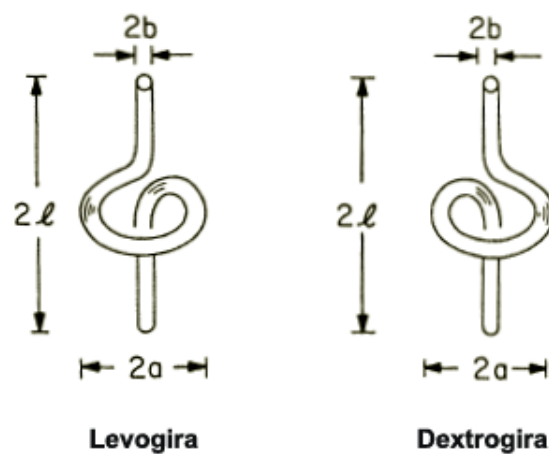


Figura 2.2: Hélices metálicas quirales de dimensiones pequeñas. El plano del lazo es perpendicular al eje de la parte recta del alambre [16].

Cuando se genera una corriente eléctrica en la parte recta de la hélice producida por el campo \vec{E} de la onda incidente, los electrones se mueven hacia la parte curva del lazo por continuidad de la propia estructura, dando lugar a un campo magnético variable con el tiempo (momento dipolar magnético). Análogamente, cuando se genera una corriente magnética en el lazo producida por el campo \vec{H} de la onda incidente, que se propaga hacia arriba y hacia abajo por la parte recta del alambre, se induce un campo eléctrico en la estructura (momento dipolar eléctrico). En el apartado 2.1.2 que se presenta a continuación, se exponen las ecuaciones obtenidas para cuantificar este fenómeno.

2.1.2 Relaciones de constitución

Debido al acoplamiento que se produce entre los campos eléctrico y magnético que caracteriza a los medios quirales, surgen nuevas relaciones de constitución (también nuevos parámetros) para describir estos medios macroscópicamente. Estas magnitudes, a diferencia de lo que ocurriría con los medios materiales convencionales explicados por Maxwell, donde las densidades de flujo eléctrico \vec{D} y magnético \vec{B} solo variaban con el campo eléctrico \vec{E} y el campo magnético \vec{H} , respectivamente, dependen ahora de ambos campos. Cabe indicar que los medios quirales son un subconjunto de un grupo más amplio llamado medios bi-isótropos [17], que al igual que los anteriores poseen sus propias relaciones de constitución. Para explicar adecuadamente su comportamiento electromagnético es necesario introducir el parámetro de quiralidad, κ , también conocido como parámetro de Pasteur, y el parámetro de reciprocidad, χ , conocido como parámetro de Tellegen [18]. De esta manera, las relaciones de constitución de los medios bi-isótropos se pueden escribir como sigue:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \xi \vec{H} \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \zeta \vec{E} \quad (2.2)$$

y, desarrollando los coeficientes magnetoeléctricos de acoplamiento ξ , ζ , se obtiene lo siguiente:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + (\chi - j\kappa) \sqrt{\mu_o \varepsilon_o} \vec{H} \quad (2.3)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + (\chi + j\kappa) \sqrt{\mu_o \varepsilon_o} \vec{E} \quad (2.4)$$

donde μ_o y ε_o son la permeabilidad y la permitividad del vacío, respectivamente, y κ y χ son los parámetros claves del medio quiral que dan cuenta del mencionado acoplo. En el caso de un medio ideal sin pérdidas, los parámetros constitutivos ε , μ , κ y χ son reales y constantes, mientras que si el medio presenta pérdidas estos parámetros resultan ser escalares complejos. Para el caso particular de los medios quirales que se estudia en este trabajo se tiene que $\kappa \neq 0$ y $\chi = 0$ como se observa en la tabla 2.1:

	$\kappa = 0$	$\kappa \neq 0$
$\chi = 0$	Medio lineal e isótropo	Medio quiral o Pasteur
$\chi \neq 0$	Medio Tellegen	Medio bi-isótropo general

Tabla 2.1: Clasificación de los medios bi-isótropos

2.1.3 Dicroísmo circular

Para comprender la propagación en los medios quirales, es fundamental introducir una propiedad que juega un papel muy importante en el control y manipulación de la polarización de la luz. En primer lugar, se entiende por materiales dicroicos a aquellos que, al recibir un campo electromagnético con distintas polarizaciones, absorben en menor o mayor medida cada una de ellas. Dentro de un medio quiral, una onda linealmente polarizada se podrá describir como un único campo electromagnético, cuyo plano de polarización va rotando debido a la propia quiralidad de la estructura. También este fenómeno se puede interpretar como dos ondas, una circularmente polarizada a derechas (*Right-hand Circularly Polarised*, RCP) y otra a izquierdas (*Left-hand Circularly Polarised*, LCP) de la misma amplitud con sus correspondientes campos eléctricos y magnéticos (superpuestos producen la onda lineal), que se absorben en el medio de forma diferente y que se propagan con velocidades distintas.

En [19] se describe el dicroísmo circular como la distinta absorción de las ondas RCP y LCP cuando estas se propagan en un medio quiral y, como consecuencia, una intensidad de transmisión desigual en cada una de ellas al atravesarlo por completo (ver figura 2.3). Se denomina circular porque actúa sobre las ondas circularmente polarizadas. El dicroísmo circular ha conducido a numerosos científicos en todo el mundo a explorar aún más las posibilidades que ofrecen las estructuras quirales. Esta suposición en cuanto a las ondas RCP y LCP en los medios quirales quedó respaldada cuando se estudió la propagación electromagnética en medios ilimitados [20], cuya demostración parte de la ecuación de ondas (Ec. Helmholtz) correspondiente a este tipo de medios (se tratará en el apartado 2.1.4).

Por todo lo mencionado previamente, el dicroísmo circular es una propiedad muy significativa que permite cambiar la polarización del haz incidente de forma que a la salida del medio quiral se puede obtener luz circularmente polarizada (si se extingue completamente una de las dos ondas) o luz elípticamente polarizada (si se atenúa más una de las dos).

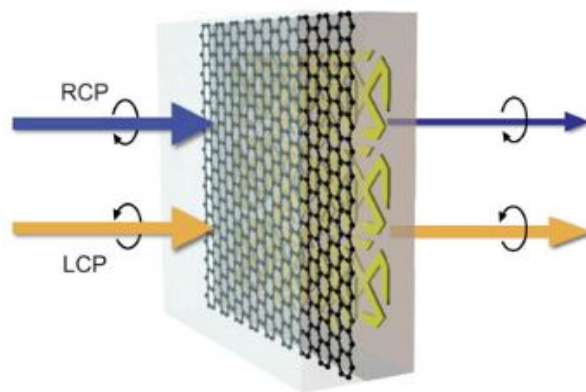


Figura 2.3: Dicroísmo circular en un metamaterial quiral de grafeno. Las transmisiones de las ondas RCP y LCP son distintas debido a la diferente absorción para cada una de ellas. Fuente: <https://advances.sciencemag.org/content/3/9/e1701377/tab-figures-data>

2.1.4 Propagación electromagnética en medios ilimitados

A continuación, se muestra de forma resumida que la solución general para la propagación en un medio quiral, se puede explicar a partir de una combinación lineal de ondas circularmente polarizadas. Para obtener

esta solución, se sustituyen las relaciones de constitución 2.3 y 2.4 en las ecuaciones de Maxwell $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}$ y $\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\vec{D}$ hasta llegar a,

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E} - \omega^2 (\kappa^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \varepsilon \mu) \vec{E} + 2j\mu\kappa\omega^2 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{H} = 0 \quad (2.5)$$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) - \vec{\nabla}^2 \vec{H} - 2j\varepsilon\kappa\omega^2 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{E} - \omega^2 (\kappa^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \varepsilon \mu) \vec{H} = 0 \quad (2.6)$$

y ahora el problema se reduce a obtener la ecuación de ondas de la forma habitual y luego resolverla [21]. La solución resultante se puede desdoblar en dos ondas CP, una a derechas y otra a izquierdas, cuyos vectores de onda vienen dados por k_+ para la onda RCP y k_- para la onda LCP:

$$k_+ = \frac{\omega}{c} (\sqrt{\varepsilon\mu} + \kappa) \quad (2.7)$$

$$k_- = \frac{\omega}{c} (\sqrt{\varepsilon\mu} - \kappa) \quad (2.8)$$

la diferencia entre estos valores indica que cada uno de los estados se propaga con una velocidad diferente por el medio quiral. A este comportamiento se le denomina birrefringencia circular, y es lo que origina la rotación del plano de polarización y el dicroísmo circular.

El hecho de tener un vector de onda para cada estado, se traduce en un índice de refracción diferente para cada onda circularmente polarizada. Así, de forma general para los medios quirales se suele escribir,

$$n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon\mu} \pm \kappa \quad (2.9)$$

donde κ es el parámetro de quiralidad que, si es lo suficientemente grande, puede dar lugar a un índice de refracción negativo (observar ecuación 2.8) para uno de los dos estados (k_-), lo que se denomina refracción negativa.

En el caso de que se conozcan los valores del índice de refracción se puede obtener el parámetro de quiralidad de forma directa como sigue,

$$\kappa = \frac{n_+ - n_-}{2} \quad (2.10)$$

y se aprecia, como es evidente, que cuando $\kappa = 0$ se obtiene un índice de refracción $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ correspondiente a un medio convencional lineal, homogéneo e isótropo.

En este punto es importante mencionar que el parámetro de quiralidad (y el índice de refracción) en general es un número complejo que se expresa como $\kappa = \kappa' - j\kappa''$ ($n = n' - jn''$). La parte real se asocia con la capacidad para rotar el plano de polarización del haz incidente, mientras que la parte imaginaria describe el dicroísmo circular [22].

2.2 Metamateriales

2.2.1 Historia

Los metamateriales son estructuras artificiales periódicas que, al interaccionar con radiación electromagnética, ofrecen propiedades excepcionales e inusuales que no pueden ser obtenidas mediante los materiales

presentes en la naturaleza [23]. Dependiendo del tamaño de elaboración de la “celda unidad” podrán actuar en la banda de frecuencia deseada por el fabricante. Sin embargo, es requisito indispensable que la dimensión máxima dentro de esta celda unidad que se repite sea menor que la longitud de onda con la que se trabaja, de forma que se pueda considerar la estructura como un medio “homogéneo” caracterizado por unos parámetros macroscópicos determinados como una permitividad, una permeabilidad y un índice de refracción.

La historia de los metamateriales se remonta a finales del siglo XIX, concretamente a 1898 cuando J. Bose [24] dio una pequeña pincelada de lo que sería esta rama de investigación, estudiando la rotación del plano de polarización de ondas eléctricas en estructuras “retorcidas”.

Posteriormente a lo largo del siglo XX, se originó un gran interés en los dieléctricos artificiales que condujo a grandes avances en la ingeniería de comunicación y en la óptica. El desarrollo de estos materiales permitió construir lentes muy ligeras para las bandas de microondas, en comparación con las que se disponía en aquella época, que eran demasiado voluminosas y pesadas. Además, se encontraron importantes aplicaciones para dispositivos y otros componentes operando a frecuencias de microondas, y se crearon materiales que absorbían completamente radiaciones de radiofrecuencia [25].

Pero el verdadero crecimiento en el campo de los metamateriales llegó de la mano de V. Veselago en 1967 [26], cuando propuso la existencia de los medios doblemente negativos DNG (llamados también medios *zurdos* o de índice de refracción negativo) tras un estudio teórico donde los analizaba meticulosamente. Estos medios se caracterizaban por exhibir simultáneamente permitividad y permeabilidad negativas, lo que daba lugar a un índice de refracción negativo. Asimismo, se percató que la desviación de los rayos no era como la que se producía en los materiales convencionales sino que se originaba una refracción anómala negativa. Más tarde se explicará ampliamente este fenómeno en el apartado 2.2.2).

Tras el enorme impulso científico de Veselago, hubo un tiempo sin demasiados progresos notables en lo que respecta a los metamateriales. Tuvieron que pasar algo más de tres décadas hasta que Pendry [27] en 1999 sugirió la primera estructura capaz de conseguir al mismo tiempo ϵ y μ negativos. El metamaterial DNG se componía de un grupo de anillos y varillas metálicas colocados como se muestra en la figura 2.4.

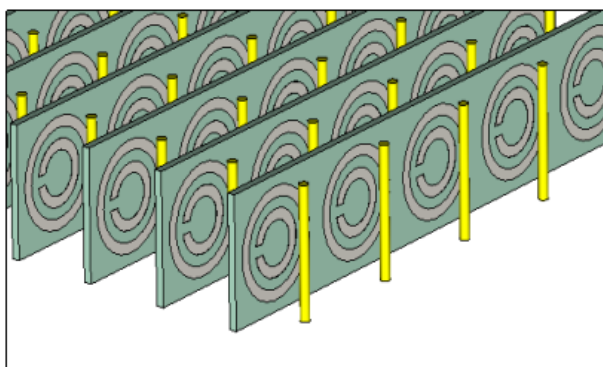


Figura 2.4: Metamaterial DNG propuesto por Pendry. La celda unidad está compuesta por una varilla metálica recta y un anillo dividido de resonancia circular. Fuente: <https://www.ukessays.com/essays/technology/literature-review-metamaterial-4455.php>

Los primeros se comportan como un resonador magnético, denominados *Split Ring Resonator* (SRR), y debido a su fuerte actividad magnética dan como resultado una permeabilidad negativa en una zona de frecuencias muy estrecha. Si la incidencia es perpendicular al plano del anillo, los SRRs inducen una alta

densidad de corriente en la estructura que origina un momento dipolar magnético grande.

Los otros elementos que conforman la estructura son las varillas metálicas rectas acopladas a los anillos. De forma equivalente a los SRRs, cuando se produce la excitación electromagnética las varillas inducen una corriente eléctrica en la estructura que genera un gran momento dipolar eléctrico y, cuya contribución resulta en una permitividad negativa del medio. Para conseguir este carácter doblemente negativo se necesita que $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$, simultáneamente en el ancho de banda de interés.

Finalmente, Smith *et al* [28] en 2001, se sirvieron de las ideas que introdujeron en su día Veselago y Pendry, para fabricar y caracterizar estas estructuras experimentalmente. En la figura 2.5 se observa el metamaterial zurdo construido que permitió demostrar la refracción negativa en este tipo de medios.

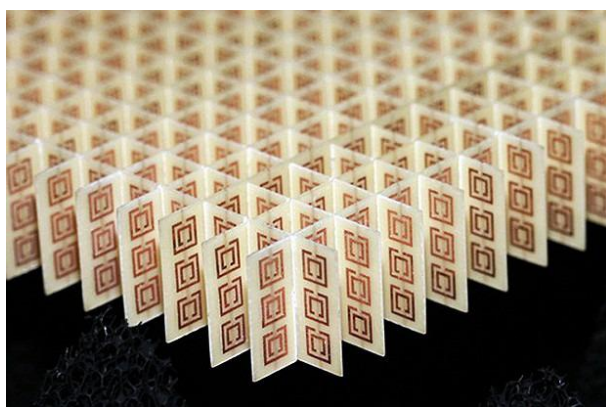


Figura 2.5: Metamaterial de índice de refracción negativo fabricado por Smith. Se trata de una serie de SRRs cuadrados junto a unas tiras de alambre de cobre impresas en circuito de fibra de vidrio. Fuente: <https://arlgernany.weebly.com/metamaterials.html>

Desde entonces se han realizado numerosos estudios sobre esta clase de metamateriales analizando intensamente sus propiedades ópticas y sus posibles aplicaciones. La utilidad de la que más provecho se obtuvo fue la consecución de superlentes, las cuales contemplaban la posibilidad de enfocar el espectro completo, a diferencia de las lentes convencionales cuya nitidez de imagen estaba siempre limitada por la longitud de onda de la luz [29].

2.2.2 Características principales

En este proyecto se trabaja con un tipo de metamateriales que son de gran utilidad y que están basados en placas de circuito impreso (PCI). Están fabricados con dieléctricos sobre los que se coloca una metalización (una en cada cara) con una disposición concreta. Lo sorprendente de estos metamateriales es que proporcionan una respuesta diferente a la de sus materiales constituyentes y, así, se da prioridad al diseño de la estructura y no a su propia composición.

Refracción Negativa

Se habla de refracción negativa cuando un haz electromagnético incide en una superficie metamaterial y este sale refractado en la dirección opuesta a la que se esperaría típicamente. Como se ha indicado con

anterioridad, los primeros medios que mostraron esta propiedad poseían permitividad y permeabilidad negativas y se denominaban medios zurdos. Esto es porque \vec{E} , \vec{H} y \vec{k} forman un triedro “negativo”, al multiplicar vectorialmente el campo eléctrico por el campo magnético se obtiene el vector de ondas \vec{k} cambiado de signo (ver figura 2.6), es decir, como si la onda se propagase hacia la propia fuente.

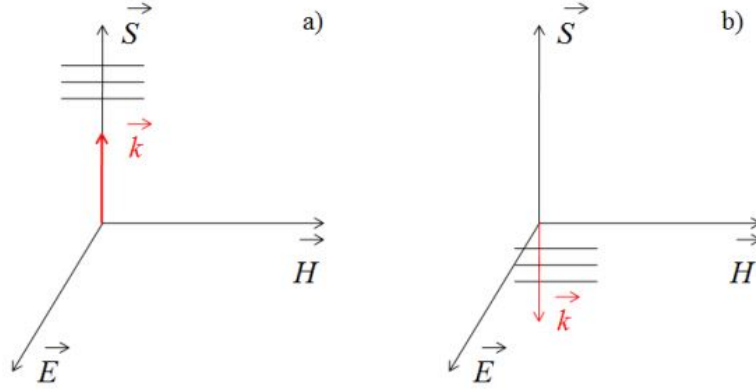


Figura 2.6: Triedro formado por campo eléctrico, campo magnético y vector de ondas para un medio DPS (a) y DNG o zurdo (b). Además, se muestra el vector de Poynting \vec{S} que indica la dirección en la que se propaga la energía del haz. En el medio zurdo es contrario al vector de ondas \vec{k} [30].

Este resultado se demuestra teóricamente resolviendo el problema de propagación electromagnética en medio libre [31], cuya solución para una onda plana es la siguiente:

$$\vec{k} \times \vec{E} = -\omega |\mu| \vec{H} \quad (2.11)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = +\omega |\varepsilon| \vec{E} \quad (2.12)$$

En estos medios la velocidad de fase de la onda electromagnética posee misma dirección, pero sentido opuesto a la velocidad de grupo de la onda, es por ello que se conoce como fenómeno *backward* de ondas de retroceso.

Al igual que en los medios DPS, donde $\varepsilon > 0$ y $\mu > 0$, se debe satisfacer la Ley de Snell de la refracción. En este caso el proceso de interacción se describe introduciendo una modificación en la fórmula original. Ahora, se tiene que el rayo incidente y el refractado se encuentran en el mismo lado respecto a la normal de la superficie que separa los dos medios. En la figura 2.7 se observa este comportamiento y, de forma general, la relación viene dada como se indica a continuación:

$$s_1 |n_1| \sin \theta_1 = s_2 |n_2| \sin \theta_2 \quad (2.13)$$

donde el subíndice 1 hace referencia al medio desde donde incide el haz, el subíndice 2 al medio que atraviesa el haz, y los factores s_i son +1 y -1 para medios ordinarios y medios zurdos respectivamente. Por esta razón, el ángulo refractado se puede expresar así:

$$\theta_2 = -\arcsin \left(\frac{|n_1|}{|n_2|} \sin \theta_1 \right) \quad (2.14)$$

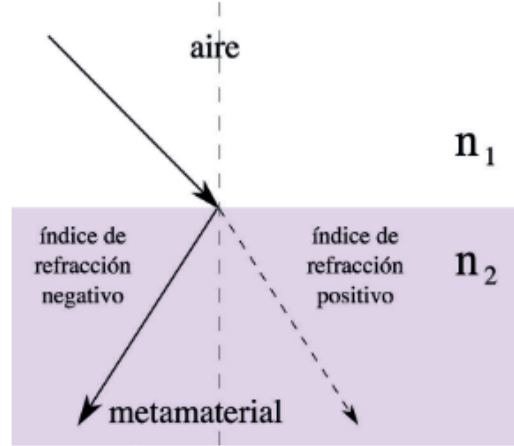


Figura 2.7: Incidencia de un haz electromagnético en un metamaterial. La refracción anómala se produce cuando el índice de refracción es negativo en el segundo medio.

La realización de experimentos con microondas incidiendo en prismas con láminas de material de índice negativo, confirmó la desviación de los rayos a ángulos negativos y evidenció que este fenómeno era ya una realidad [23].

2.3 Metamateriales quirales

Hasta este momento se han introducido las propiedades básicas de los metamateriales para tener una visión global sobre el comportamiento de los mismos. Este apartado se centra en los metamateriales quirales implementados en placa de circuito impreso, cuya respuesta electromagnética es el eje central de este trabajo. Llegados a este punto, conviene indicar que las estructuras que se van a analizar, al estar contenidas en una placa de sustrato, darán lugar a un material bi-anisótropo, cuya respuesta dependerá del ángulo de incidencia de la onda electromagnética. Por otro lado, para que estos “medios” presenten propiedades quirales, las metalizaciones que se colocan en ambas caras del dieléctrico deben situarse de tal manera que la celda unidad exhiba quiralidad. Una de las ventajas que proporcionan estos materiales es que diseñando convenientemente dicha celda unidad, los efectos quirales de la estructura se pueden acentuar, obteniendo propiedades inalcanzables con los “metamateriales clásicos”, como puede ser la refracción negativa sin la necesidad de que la permitividad y la permeabilidad sean simultáneamente negativas [32].

De forma equivalente a los medios quirales convencionales vistos en el apartado 2.1, y salvando las distancias, se puede considerar que en su interior se van a propagar las ondas RCP y LCP, las cuales vienen caracterizadas por su correspondiente índice de refracción. La diferencia $\Delta n = n_+ - n_-$ dará lugar a la rotación del plano de polarización de la onda incidente [23]. La ecuación que describe este proceso es la siguiente:

$$\Delta\phi = \frac{\Delta n d \pi}{\lambda} \quad (2.15)$$

donde $\Delta\phi$ representa la rotación del campo eléctrico desde que entra hasta que sale la onda, d es el grosor del medio quiral DNG y λ es la longitud de onda incidente.

La actividad óptica en metamateriales quirales es mucho más fuerte que la que se puede obtener con medios quirales presentes en la naturaleza, donde se requieren láminas de grosor de hasta cientos de longitudes de onda para apreciar rotaciones medibles.

Por otro lado, el dicroísmo circular que presentan estos materiales también es importante puesto que el control adecuado sobre el diseño de la celda unidad, permite modificar las absorciones de las ondas circulares RCP y LCP y, como resultado, ofrece la posibilidad de conseguir distintos estados de polarización de la onda transmitida.

Una metalización que se emplea con bastante frecuencia a la hora de diseñar un metamaterial quiral en PCI es la estructura Roseta [10]. Este diseño ofrece una alta quiralidad que permite obtener buenos valores de actividad óptica. Cuando se dispone en cascada una serie de multicapas de rosetas juntas, pero ligeramente rotadas unas de otras, se consigue una estructura que presenta una mayor actividad óptica y un dicroísmo circular más acusado que el de la estructura monocapa (ver figura 2.8).

No obstante, al introducir más capas de rosetas aumentan las pérdidas, por lo que la atenuación de la onda es bastante mayor y deja de interesar la escasa transmisión. Por esta razón, algunas veces se utilizan solo bicapas porque ya exhiben una actividad óptica notable, aunque el dicroísmo circular sea algo menor.

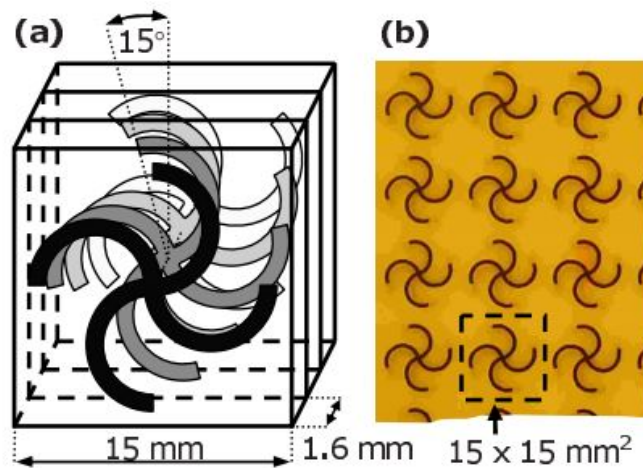


Figura 2.8: a) Metamaterial quiral compuesto de cuatro capas de rosetas. La primera se ha girado 15° respecto de la segunda. b) Sustrato completo visto desde arriba. La roseta girada de la segunda capa aparece como un área de sombra. Se ha marcado una celda unidad con líneas punteadas [10].

En términos de rotación por espesor de material de una longitud de onda, la actividad óptica en la estructura Roseta multicapa es de $780^\circ/\lambda$ [10], una gran diferencia en comparación con cristales ópticamente activos en la parte visible del espectro.

Algunos otros ejemplos de metamateriales quirales se muestran a continuación en las figuras 2.9 y 2.10. El reto que se plantea ahora es la fabricación de estructuras metamateriales PCI de alta quiralidad, que presenten mejoras respecto los valores actuales que se obtienen de actividad óptica y dicroísmo circular.

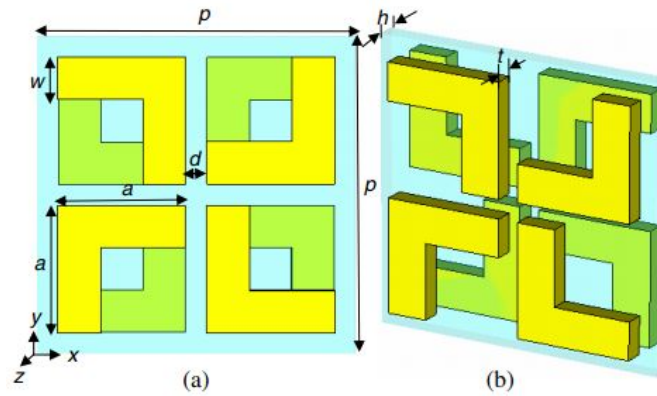


Figura 2.9: Estructura quiral llamada “Eles” que trabaja en la banda de frecuencias de las microondas. Las metalizaciones en las caras del dieléctrico están conjugadas de forma que se consigue el carácter quiral. a) Vista desde arriba de la celda unidad. b) Vista en perspectiva donde se aprecia mejor la disposición [33].

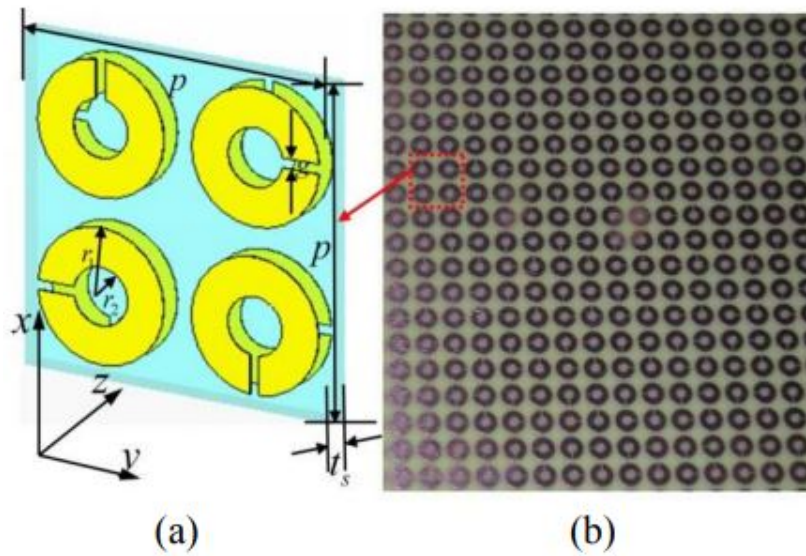


Figura 2.10: Metamaterial quiral basado en SRRs de doble capa. a) Celda unidad que consta de cuatro SRRs bicapa. b) Estructura propuesta por Y. Cheng *et al* que muestra un enorme dicroísmo circular a frecuencias de microondas. Se señala la celda unidad con líneas rojas punteadas [19].

CAPÍTULO 3

Simulación y Software empleado

En este capítulo se describe todo lo relevante al proceso de simulación y a la extracción de los resultados con el algoritmo de recuperación de parámetros. Dado que el análisis ha sido numérico, se ha utilizado el simulador EMPro para determinar la respuesta electromagnética de las estructuras. Además, el simulador ha permitido el diseño de dichas estructuras de una forma sencilla y eficaz.

3.1 FDTD

En primer lugar, es esencial disponer de un conocimiento básico sobre el procedimiento llevado a cabo para efectuar las simulaciones. Se utiliza el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (en inglés, finite differences time domain FDTD) que sirve para modelar problemas electromagnéticos computacionales, resolviendo las ecuaciones de Maxwell en el dominio del tiempo. Esto se traduce en una división del espacio y el tiempo en segmentos discretos. La ventaja principal de esta técnica es que permite cubrir una zona amplia de frecuencias con una única simulación. Además, cuando el tamaño de trabajo empieza a incrementarse, garantiza una eficiencia superior a la que puede ofrecer el método de simulación en el dominio de la frecuencia (FEM), muy utilizado en otro tipo de situaciones de análisis numérico electromagnético.

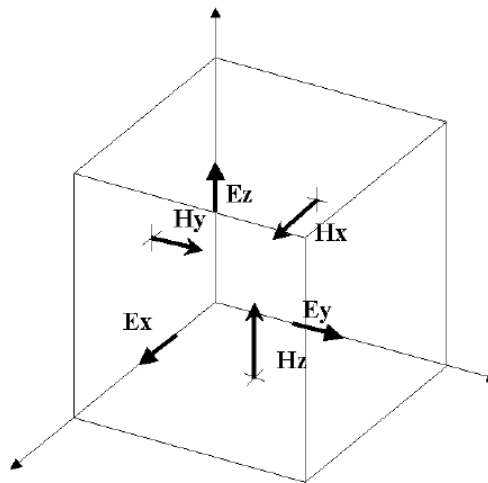


Figura 3.1: Representación de la celda Yee con sus componentes de campo eléctrico y magnético.

De esta manera, el espacio de trabajo se discretiza en celdas cúbicas (o rectangulares) que son pequeñas en comparación con la longitud de onda, y que se combinan formando el volumen tridimensional. Para describir la orientación de los campos se utiliza la celda de Yee (ver figura 3.1), donde los vectores del campo eléctrico se sitúan en los bordes de la celda y los de campo magnético en las caras. El tiempo también se divide en intervalos temporales muy pequeños, que representan el tiempo que tarda el campo eléctrico en desplazarse de una celda a otra contigua. Por lo tanto, FDTD es un método muy práctico que permite conocer el valor del campo eléctrico en cada punto del espacio con relativa facilidad.

El tamaño de la estructura que se analice y la exactitud de los resultados que se deseen obtener, determinarán el tiempo de simulación de la computadora. No obstante, para conseguir simulaciones fiables y no demasiado largas, es indispensable una elección adecuada del grid de trabajo. Si este grid es muy bajo, el espacio se dividirá en zonas pequeñas y la estructura estará muy bien definida, pero el tiempo de simulación será demasiado grande. Por esta razón, conviene encontrar un buen equilibrio entre tiempo de simulación y precisión de resultados.

Por otra parte, el mallado se forma asignando las propiedades de los materiales correspondientes a los bordes del grid y, de esta forma, se tiene el diseño final de la estructura para la simulación. Existen diversas herramientas para mejorar notablemente el mallado, en esta memoria solo se ha empleado el fijado de puntos automáticos, que otorga un mejor acabado a las esquinas de los bordes de las metalizaciones.

3.2 *EMPro Keysight 3D simulation software*

Se trata de un software informático que analiza la respuesta electromagnética de medios materiales en el dominio de la frecuencia (FEM) o en el dominio del tiempo (FDTD). Como se ha introducido anteriormente se ha utilizado el método FDTD. Este programa permite la creación de las estructuras, las simulaciones posteriores y la extracción de los resultados. Las estructuras metamateriales que se han estudiado son periódicas, de modo que solo es necesario simular una celda unidad compuesta por el dieléctrico y sus correspondientes metalizaciones. En la figura 3.2 se muestra una imagen del entorno de simulación.

A continuación, se describe el procedimiento llevado a cabo con el simulador EMPro. En primer lugar, se han construido las estructuras empleando figuras geométricas como rectángulos, cuadrados, circunferencias, cilindros, conos, etc. Seguidamente, se han utilizado diferentes transformaciones (traslación, rotación, reflexión, unión, scale) para colocar los materiales adecuadamente en la posición deseada. En todas las estructuras los materiales asignados para el dieléctrico y las metalizaciones han sido “Rogers RO4003C recommended4EDA” (tangente de pérdidas 0.0027 y $\epsilon_r = 3.55$) y “PEC” (conductor perfecto), respectivamente.

Una vez realizado el diseño, se han colocado dos sensores de punto a ambos lados de la estructura según el eje z, uno para analizar el campo transmitido (sensor Tx) y otro el reflejado (sensor Rx), ya que la onda se ha lanzado desde zetas negativas. Para asegurar que se estudia el comportamiento electromagnético en campo lejano, se ha mantenido una distancia mínima de los sensores de $d_{sen} = 0.5\lambda_{max}$ (siendo λ_{max} la longitud de onda correspondiente a la mínima frecuencia de observación). Esto es necesario para evitar corrientes electromagnéticas cerca de la estructura que influyan en los resultados obtenidos.

Por otro lado, se han aplicado condiciones de contorno periódicas en los ejes x e y para reproducir la estructura metamaterial periódica, y condiciones de contorno absorbentes en la dirección de propagación de la onda (eje z). En cuanto al grid de trabajo, se ha mantenido un valor de $0.006\lambda_{min}$ (longitud de onda de la máxima frecuencia) que divide la celda unidad como se observa en la figura 3.3:

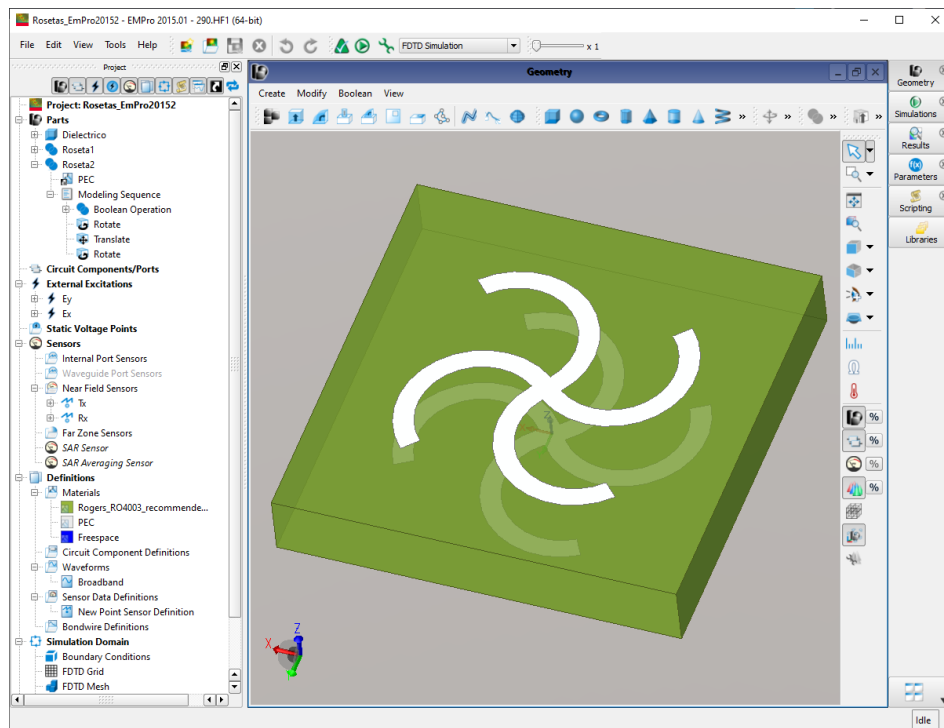


Figura 3.2: Captura de la distribución básica del simulador EMPPro.

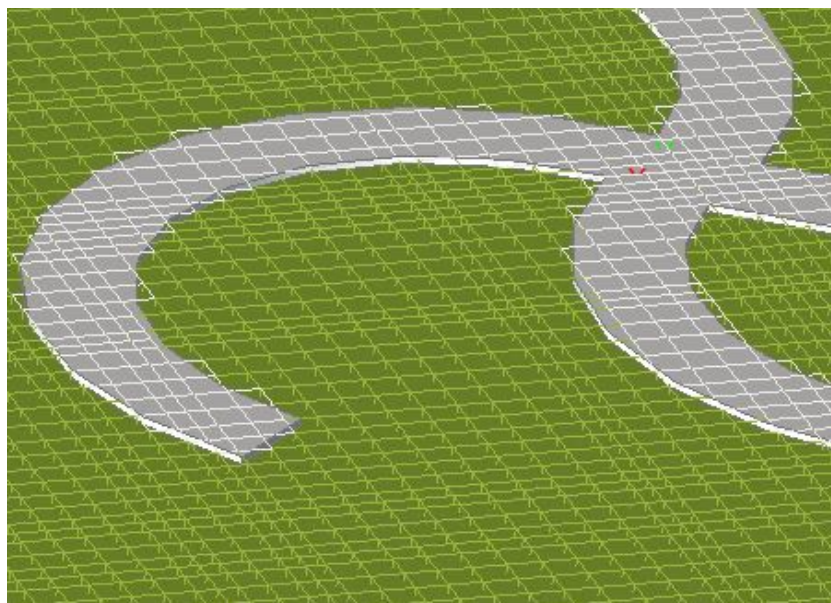


Figura 3.3: Visualización del grid de trabajo empleado en todas las estructuras que proporciona un buen rendimiento en las simulaciones.

Para la correcta caracterización de la estructura, se requieren al menos tres simulaciones. La primera incidiendo con una onda de polarización lineal E_y , la segunda con otra de polarización E_x y, por último, otra asignando vacío a los materiales que conforman la estructura. De esta manera, se procesan los datos obtenidos y se extrae el campo eléctrico incidente, el campo eléctrico reflejado y el campo eléctrico transmitido

en función del tiempo. A partir de estos valores, se calculan los coeficientes de transmisión y reflexión lineales y, después, los coeficientes circulares (ondas RCP y LCP dentro del medio quiral). Para ello, se ha aplicado el algoritmo de recuperación de parámetros que se introduce en el siguiente apartado.

3.3 Recuperación de parámetros en medios quirales

La recuperación de parámetros es una técnica muy empleada en el campo de los metamateriales que permite determinar los parámetros macroscópicos de la estructura a través de sus coeficientes de transmisión y reflexión [34]. En este caso, se utiliza también para calcular la actividad óptica y el dicroísmo circular debido al fuerte comportamiento quiral de la estructura. A continuación, se describe brevemente este método con ayuda de la figura 3.4.

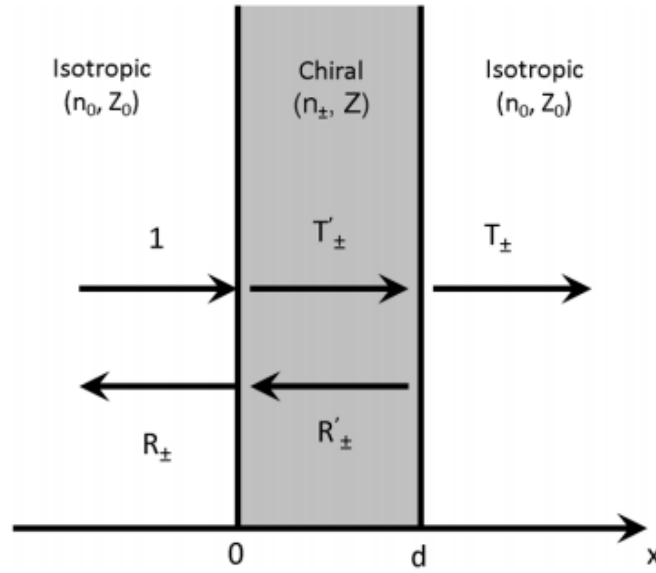


Figura 3.4: Coeficientes de reflexión y transmisión de una onda plana que incide en un metamaterial quiral según el eje z [34].

Se tiene un esquema con dos interfases ($z=0$, $z=d$) bien diferenciadas donde justo en medio se encuentra el metamaterial quiral. Si se supone que la onda plana incidente está circularmente polarizada y posee amplitud igual a la unidad, entonces el coeficiente de reflexión se expresa como R_{\pm} , y el coeficiente de transmisión tras atravesar el medio como T_{\pm} . Dentro del medio quiral, las ondas transmitidas y reflejadas se representan por los coeficientes T'_{\pm} y R'_{\pm} , donde los subíndices $+$ y $-$ hacen referencia a las ondas RCP y LCP, respectivamente.

De esta forma, por la continuidad de la componente tangencial de los campos eléctrico y magnético en la interfase $z=0$:

$$1 + R_{\pm} = T'_{\pm} + R'_{\pm} \quad (3.1)$$

$$1 - R_{\pm} = \frac{T'_{\pm} - R'_{\pm}}{z} \quad (3.2)$$

donde z es la impedancia que tiene el mismo valor para las ondas RCP y LCP. De nuevo, para la segunda interfase $z=d$:

$$T'_{\pm} e^{ik_{\pm}d} + R'_{\pm} e^{-ik_{\mp}d} = T_{\pm} \quad (3.3)$$

$$\frac{T'_{\pm} e^{ik_{\pm}d} - R'_{\pm} e^{-ik_{\mp}d}}{z} = T_{\pm} \quad (3.4)$$

Ahora, sabiendo que $k_+ + k_- = 2nk_o$, y operando con las ecuaciones anteriores se obtienen los coeficientes de reflexión y transmisión:

$$T_{\pm} = \frac{4ze^{ik_{\pm}d}}{(1+z)^2 - (1-z)^2 e^{2ink_o d}} \quad (3.5)$$

$$R_{\pm} = \frac{(1-z)^2 (e^{2ink_o d} - 1)}{(1+z)^2 - (1-z)^2 e^{2ink_o d}} \quad (3.6)$$

Sin embargo, el simulador EMPro no ofrece la posibilidad de incidir con ondas circularmente polarizadas. Por esta razón, se han obtenido los coeficientes de transmisión t_{xx} , t_{xy} , t_{yx} y t_{yy} de las ondas incidentes linealmente polarizadas (el primer subíndice indica la polarización del campo transmitido y el segundo del campo incidente) y, mediante la matriz de Jones [34], se han convertido a los coeficientes circulares buscados:

$$\begin{pmatrix} T_{++} & T_{+-} \\ T_{-+} & T_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} t_{xx} + t_{yy} + i(t_{xy} - t_{yx}) & t_{xx} - t_{yy} - i(t_{xy} + t_{yx}) \\ t_{xx} - t_{yy} + i(t_{xy} + t_{yx}) & t_{xx} + t_{yy} - i(t_{xy} - t_{yx}) \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

donde el primer subíndice indica la polarización a derechas (+) o a izquierdas (-) del campo transmitido, y el segundo la polarización del campo incidente. En caso de que la estructura tenga simetría rotacional C4, entonces se tiene que $t_{xx} = t_{yy}$, $t_{xy} = -t_{yx}$, y solo es necesaria una simulación (sin contar la de vacío) con una polarización determinada (E_x o E_y) para caracterizar la estructura.

Finalmente, se presentan matemáticamente las propiedades del metamaterial quiral que se han obtenido a partir de los coeficientes de transmisión circulares. La actividad óptica se caracteriza por la rotación del ángulo de polarización de la onda linealmente polarizada [35]:

$$\theta = \frac{1}{2} [\arg(T_{++}) - \arg(T_{--})] \quad (3.8)$$

Mientras que el dicroísmo circular se caracteriza por la elipticidad, que se entiende como la diferencia en poder de transmisión de las dos polarizaciones:

$$\eta = \arctan \left(\frac{|T_{++}|^2 - |T_{--}|^2}{|T_{++}|^2 + |T_{--}|^2} \right) \quad (3.9)$$

De forma más sencilla, se puede obtener el dicroísmo circular como la diferencia entre las transmisiones copolares a derechas y a izquierdas:

$$DC = |T_{++}| - |T_{--}| \quad (3.10)$$

CAPÍTULO 4

Resultados y Análisis

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos a partir del análisis numérico de las estructuras y se comentan los efectos más significativos que se originan en éstas. Para analizar la influencia de la quiralidad extrínseca se han desarrollado dos configuraciones de metamateriales, denominadas diente de sierra y zig zag. A diferencia de los artículos existentes donde se analiza la quiralidad extrínseca al incidir de manera oblicua sobre una estructura plana, en este trabajo, las celdas se rotan según el eje y , rompiendo el carácter plano del metamaterial. Las configuraciones propuestas incorporan estructuras metamateriales ya publicadas en la literatura: rosetas con giro mutuo [10] y cruces gamadas con caras conjugadas [36]. Estas configuraciones de metamaterial quiral disponen las estructuras quirales formando un ángulo α entre la normal de su superficie (\vec{n}) y la dirección de incidencia (\vec{k}), en el caso de la estructura diente de sierra, y formando un ángulo $\pm\alpha$ en el caso del zig zag. Dentro de cada configuración se estudian casuísticas diferentes que denominamos “tipos”.

En general, las estructuras no poseen simetría rotacional C_4 , ya que ésta se pierde una vez se gira la estructura. La situación de incidencia normal (única con simetría C_4) sirve de punto de partida para comparar los resultados cuando el ángulo empieza a incrementarse. Por esta razón, el primer paso ha consistido en la caracterización de las estructuras con $\alpha = 0$ (metalización Roseta y Cruz Gamada) para determinar su zona de trabajo.

Dado que la asimetría de la estructura es alta cuando $\alpha \neq 0$ (sobre todo en ángulos grandes), la respuesta electromagnética será diferente dependiendo de la polarización del campo incidente. Se ha realizado un barrido paramétrico de α desde 0° a 80° en pasos de 10° con el fin de cubrir todas las posibles situaciones. No obstante, se han seleccionado los mejores casos para cada tipo de estructura.

El motivo de elegir distintas metalizaciones para las estructuras se debe a que son formas completamente opuestas de obtener el comportamiento quiral, por lo tanto, cabe esperar que los resultados sean diferentes para las dos situaciones. Las Rosetas son estructuras quirales que se forman por el giro mutuo entre la metalización de arriba y la de abajo. En cambio, las Cruces Gamadas consiguen esta quiralidad gracias a sus caras conjugadas.

A continuación, se introducen los tipos de estructuras que se han analizado durante el trabajo. Se han dividido en tres configuraciones dependiendo de la forma del dieléctrico y de la colocación de las metalizaciones.

4.1 Tipos de estructuras

Antes de mostrar los tipos de estructuras, en la figura 4.1 se observan las posibles colocaciones de las metalizaciones sobre el dieléctrico:

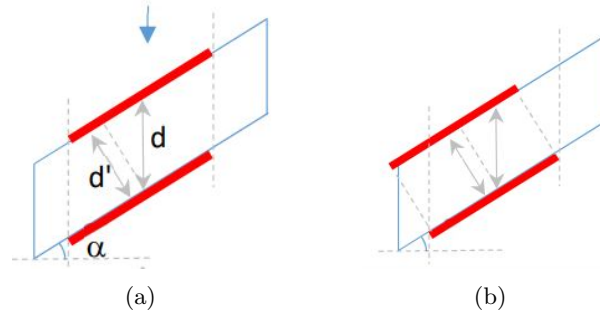


Figura 4.1: a) Caras orientadas en la dirección de incidencia \vec{k} . Para esta situación hay dos casuísticas analizadas; manteniendo $d=\text{cte}$ mientras se cambia el grosor del dieléctrico según $d' = d \cdot \cos(\alpha)$, o manteniendo $d'=\text{cte}$, variando la separación entre caras según $d = d' / \cos(\alpha)$. b) Caras orientadas en la normal \vec{n} .

■ Diente de sierra tipo 1

En este caso las metalizaciones están alineadas en la \vec{n} de la superficie metamaterial y los bordes laterales del dieléctrico (visto desde ZX) son paralelos a \vec{n} en todo momento. Al girar la estructura se observa que las celdas se van juntando y no existe separación entre los dieléctricos de ellas. La disposición se ilustra en la figura 4.2:

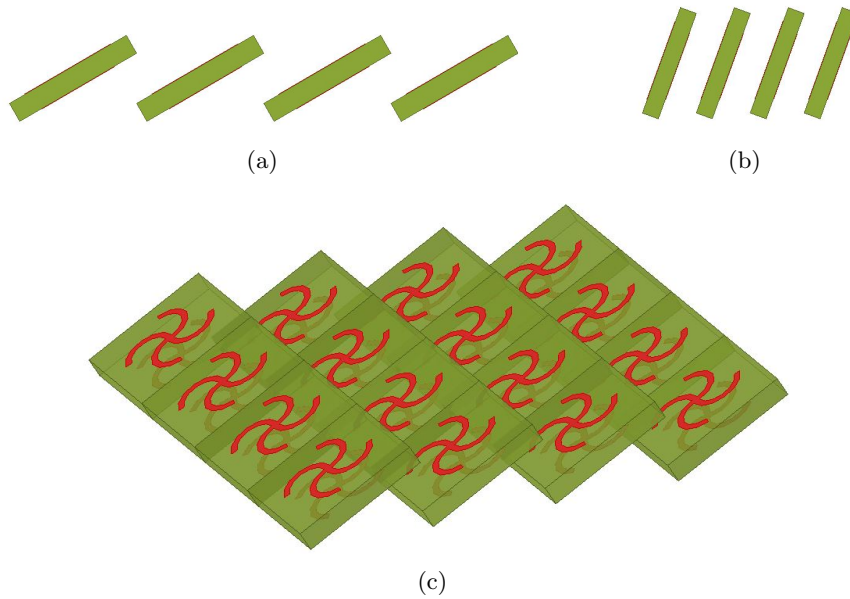


Figura 4.2: Estructura diente de sierra tipo 1 en la que se muestran solo 4x4 celdas. El grosor del dieléctrico coincide con la separación entre metalizaciones y es constante. Las paredes x e y son periódicas. a) Vista del plano ZX para $\alpha = 30^\circ$. b) Vista del plano ZX para $\alpha = 70^\circ$. c) Vista en perspectiva donde las rosetas de la cara de abajo se observan sombreadas.

■ Diente de sierra tipo 2

Este tipo posee varias diferencias respecto al de antes. En primer lugar, ahora las metalizaciones están centradas en la dirección de propagación \vec{k} (eje z). Además, los bordes laterales del dieléctrico permanecen paralelos a \vec{k} a medida que se aumenta α . Para este caso se han estudiado dos situaciones, una en la que se ha mantenido la separación entre metalizaciones constante y se ha ido variando el grosor del dieléctrico, y una segunda en la que se ha fijado el grosor del dieléctrico y se ha ido variando la distancia entre metalizaciones. Al igual que en el tipo 1, cuando α va aumentando las celdas se juntan cada vez más. En la figura 4.3 se muestra la disposición para los dos casos del tipo 2:

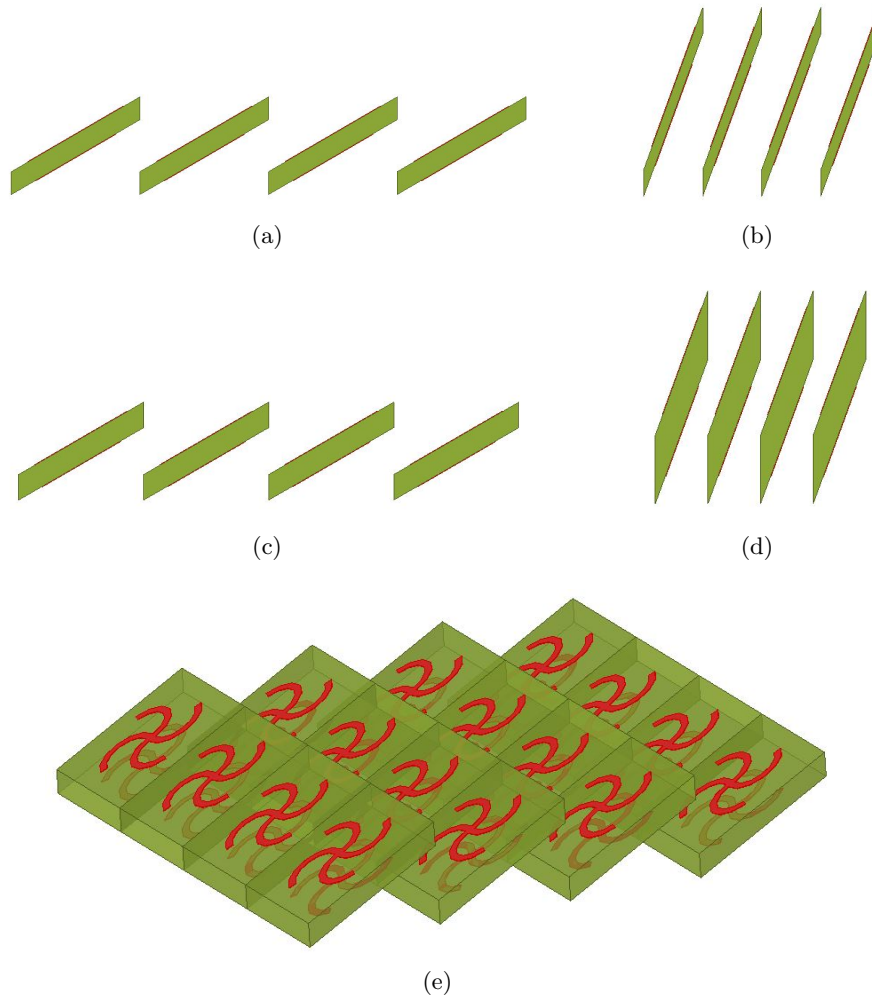


Figura 4.3: Estructura diente de sierra tipo 2. Las imágenes (a) ($\alpha = 30^\circ$) y (b) ($\alpha = 70^\circ$) pertenecen al caso en el que la distancia entre metalizaciones es constante. Se observa que el grosor del dieléctrico disminuye considerablemente al incrementar el giro de la estructura. Por otro lado, las imágenes (c) ($\alpha = 30^\circ$) y (d) ($\alpha = 70^\circ$) corresponden a la situación en la que el grosor del dieléctrico es constante. Del mismo modo, se aprecia que la separación entre metalizaciones a lo largo de la dirección de propagación aumenta al incrementar α . e) Vista en perspectiva de la estructura.

■ Diente de sierra tipo 3

El último caso es prácticamente una variación del tipo 1. Las metalizaciones se encuentran igualmente centradas en la \vec{n} del dieléctrico. Esta vez en cambio, a medida que se va aumentando α , se empieza a crear una zona de vacío entre los dieléctricos de cada celda. La disposición de esta estructura se indica en la figura 4.4

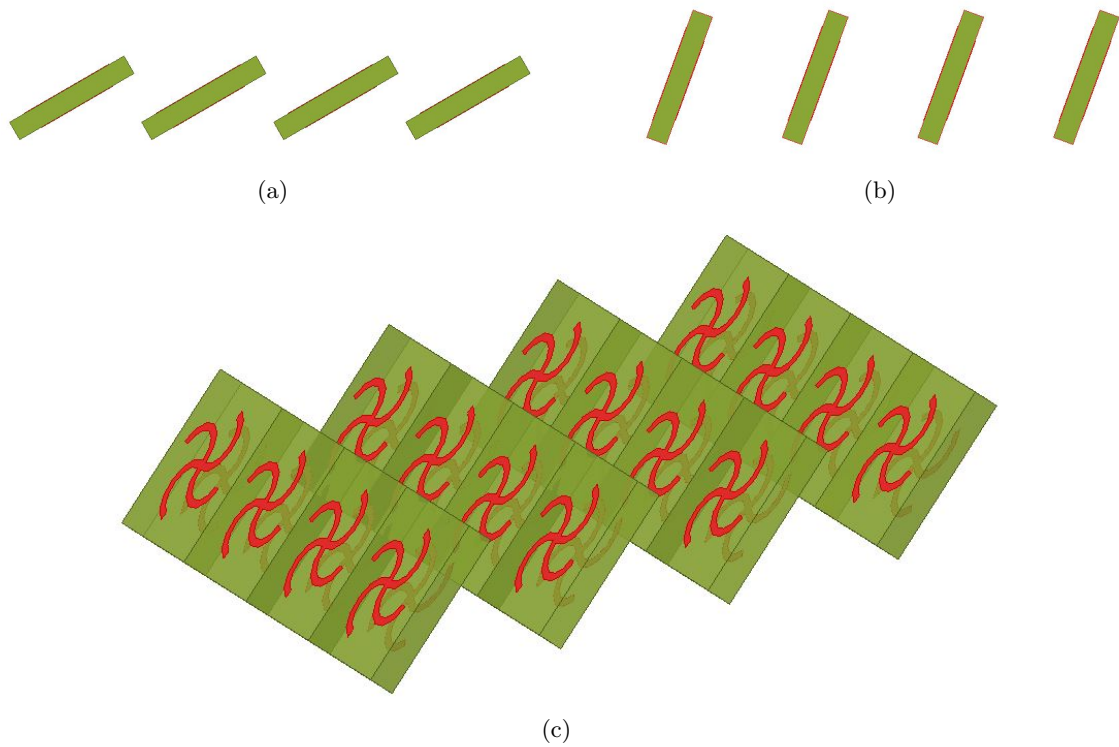


Figura 4.4: Estructura diente de sierra tipo 3 que ofrece la misma comparativa respecto a α . Para ángulos grandes se observa un espacio de vacío mayor entre los dieléctricos de cada celda. a) $\alpha = 30^\circ$ b) $\alpha = 70^\circ$ c) Vista en perspectiva.

■ Zig zag tipo 2

Para el caso de la estructura zig zag solo tiene sentido analizar el tipo 2 debido a que el metamaterial posee una configuración en forma de tejado (ver figura 4.5) que dispone unas metalizaciones en ángulo $+\alpha$ y otras en ángulo $-\alpha$ orientadas en \vec{k} . Además, en un futuro, podría ser más sencillo implementarlo de esta manera experimentalmente. De esta forma, ahora la celda unidad está compuesta por cuatro metalizaciones.

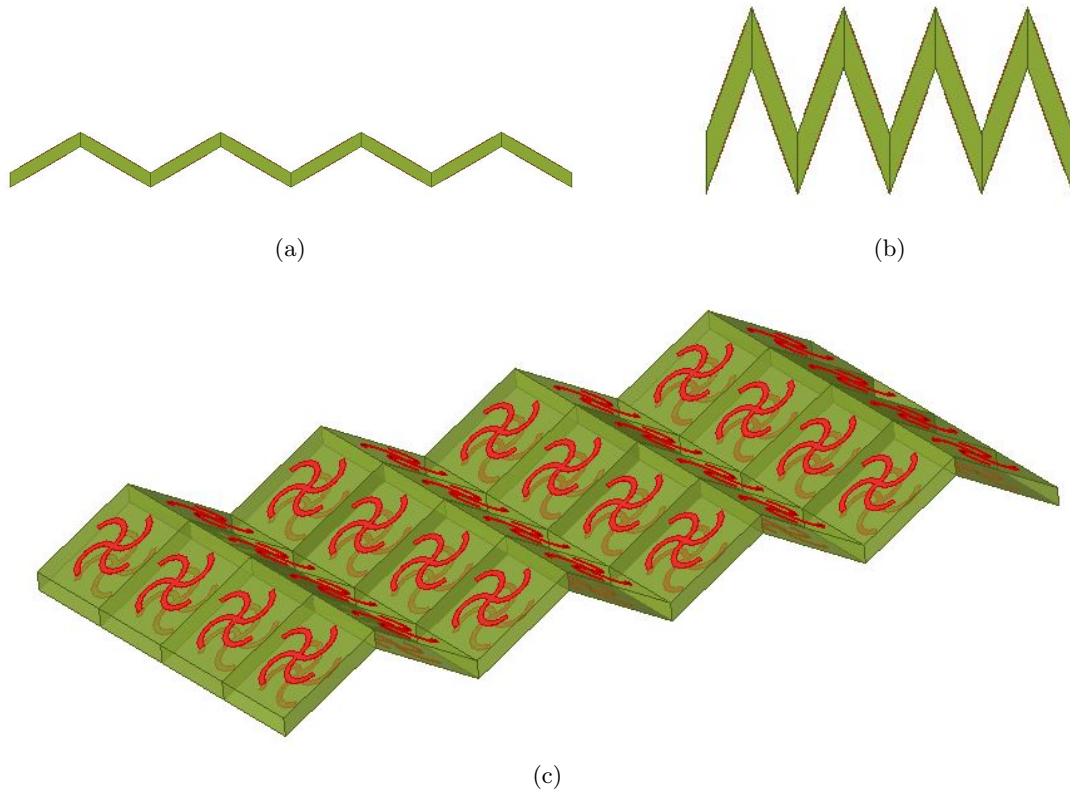


Figura 4.5: Estructura zig zag tipo 2 donde la celda unidad se compone de dos dieléctricos unidos. Las configuraciones (a) ($\alpha = 30^\circ$) y (b) ($\alpha = 70^\circ$) representan la situación de distancia entre metalizaciones constante. e) Vista en perspectiva de la estructura.

Por lo tanto, se han implementado los tres tipos mencionados sobre la estructura diente de sierra y únicamente el tipo 2 sobre la estructura zig zag. Durante este capítulo solo se han mostrado las estructuras para la metalización roseta, pero este proceso se ha repetido después para la metalización cruz gamada. En la figura 4.6 se observa una celda unidad de este metamaterial quiral.

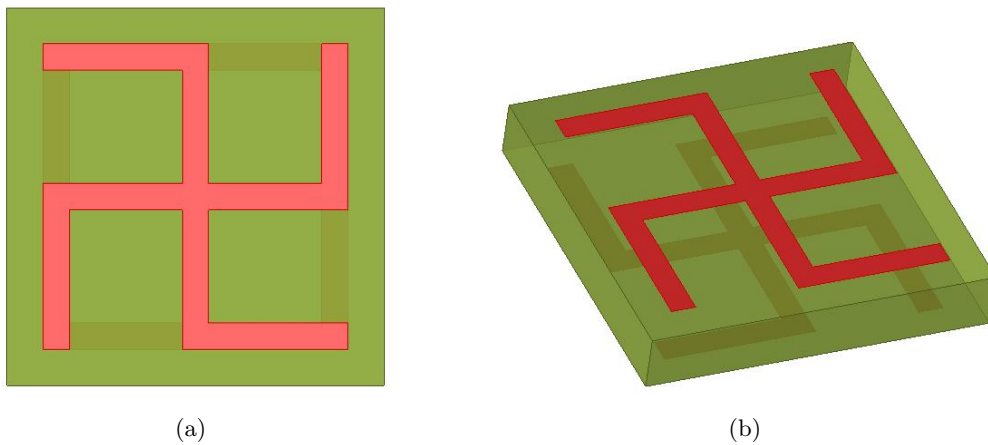


Figura 4.6: Celda unidad para la situación de cruces gamadas. Se observa sombreada la cara conjugada de la parte inferior. a) Vista frontal (plano XY). b) Vista en perspectiva.

Finalmente, se han fijado unos parámetros macroscópicos de las metalizaciones y el dieléctrico para la celda unidad. En el caso de la roseta, se ha empleado un ancho del dieléctrico (a_x) de 10 mm, un radio interior del aspa (r_{int}) de 1.5 mm, un ancho del aspa (w) de 0.5 mm, un grosor del aspa (t_{as}) de 36 micras y un grosor del dieléctrico (d') de 1.524 mm (excepto en el caso donde este varía). Además, se ha establecido un giro base (g_b) inicial de las dos metalizaciones de 50° y un giro aspa (g_{as}) de la metalización de la cara superior respecto de la inferior de 30° . Esta configuración se ha elegido mediante un barrido concatenado de estos giros, donde se ha observado que dicha situación es la más favorable para estudiar el comportamiento quiral.

Por otro lado, para las cruces gamadas se ha utilizado el mismo valor de a_x y t_{as} que en la roseta, pero se ha variado $w = 0.7$ mm y $d' = 1.6$ mm. También se ha definido un nuevo parámetro que determina la longitud del aspa (l_{as}) con un valor de 8.1 mm.

4.2 Estructura diente de sierra

En primer lugar se analiza la estructura diente de sierra implementando sobre ella ambos tipos de metalizaciones: rosetas de giro mutuo y cruces gamadas conjugadas.

De manera general y como se ha mencionado al principio del capítulo, dada la asimetría de la estructura con respecto a la onda incidente, la respuesta electromagnética dependerá de la polarización de dicha onda. Por tanto, para incidencia lineal, se han analizado los coeficientes de transmisión LP-CP. Estos coeficientes representan el nivel de transmisión en la conversión de una onda linealmente polarizada E_x o E_y a una onda circularmente polarizada RCP o LCP.

También se han analizado los coeficientes de transmisión circulares T_{++} , T_{--} , T_{+-} , T_{-+} para valorar aspectos como el grado de absorción de las diferentes componentes circulares y la conversión de polarización sufrida.

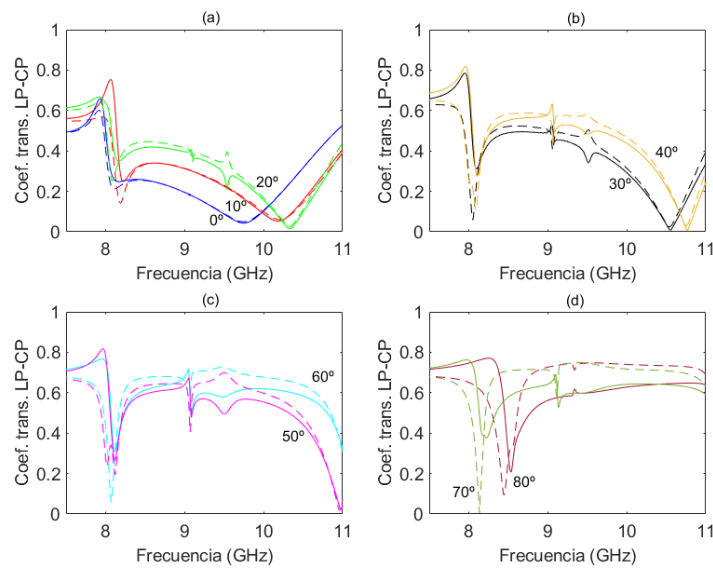


Figura 4.7: Dependencia de los coeficientes de transmisión lineal circular (LP-CP) con la frecuencia para una polarización incidente E_x . Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 1 con metalización roseta.

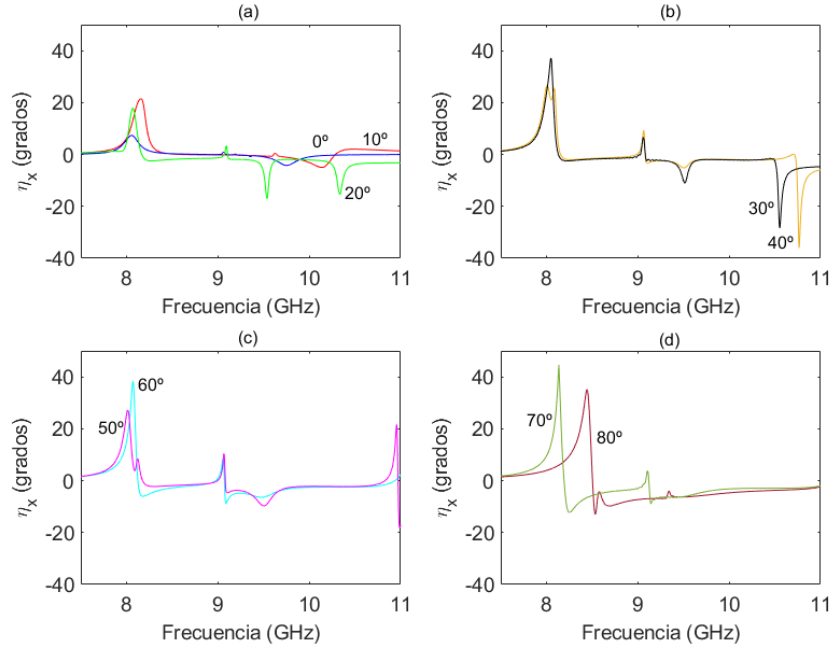


Figura 4.8: Dependencia de la elipticidad con la frecuencia para una polarización incidente E_x . Se identifican los colores con los ángulos de rotación α en la propia figura. Configuración tipo 1 con metalización roseta.

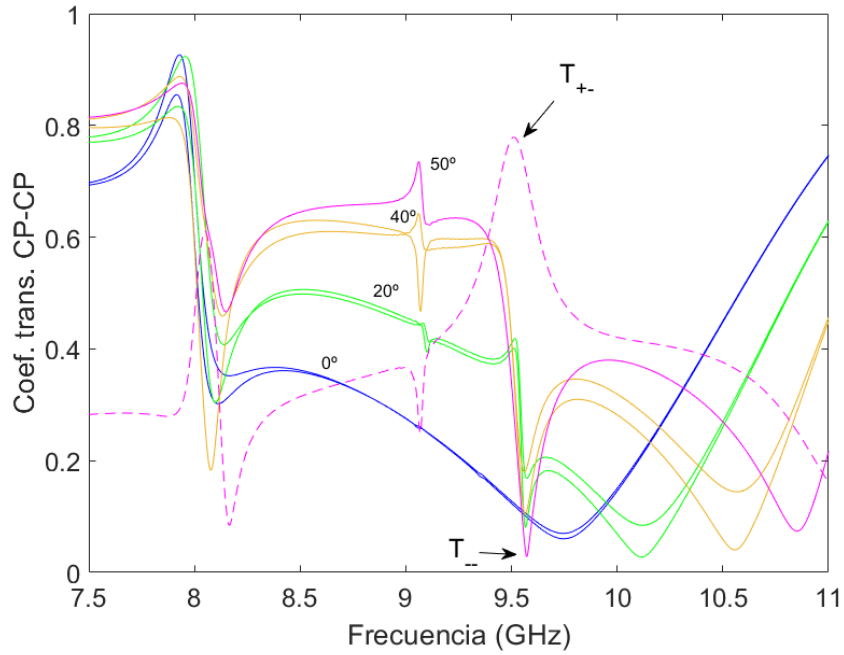


Figura 4.9: Dependencia de los coeficientes de transmisión circulares (CP-CP) con la frecuencia. Las líneas continuas representan los coeficientes copolares T_{--} , T_{++} y las líneas punteadas los coeficientes cros polares T_{-+} y T_{+-} . Configuración tipo 1 con metalización roseta.

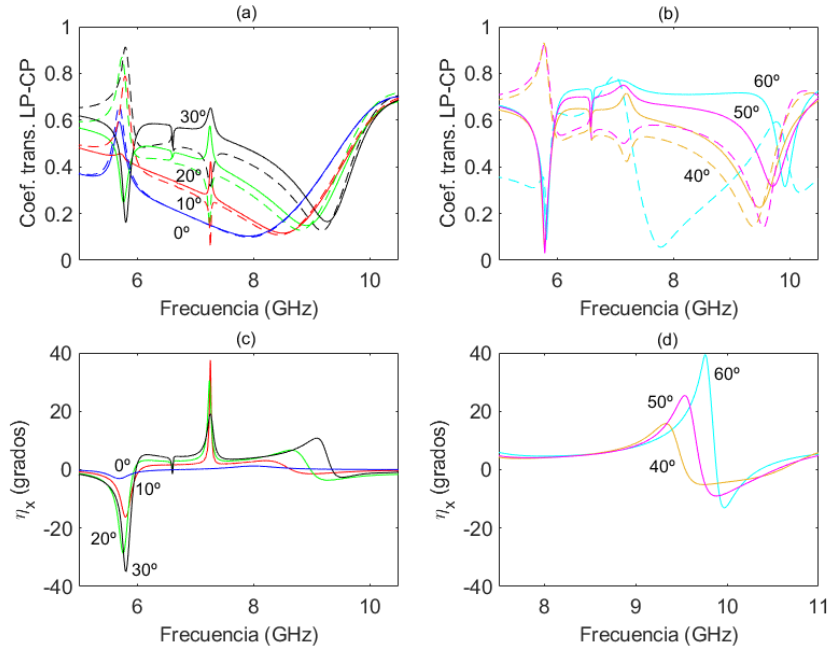


Figura 4.10: Dependencia de los coeficientes LP-CP y η_x con la frecuencia para una polarización incidente Ex. Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 1 con metalización cruz gamada.

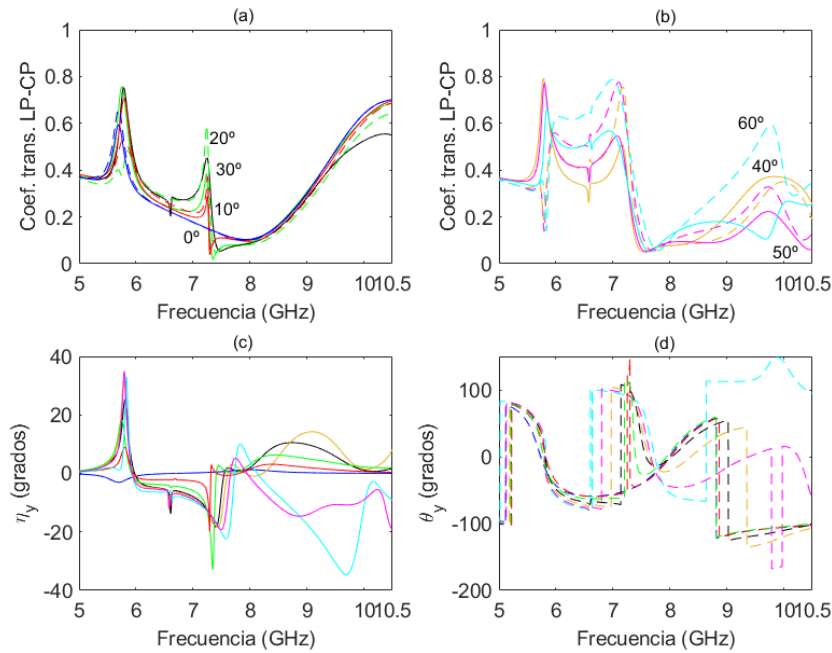


Figura 4.11: Dependencia de los coeficientes LP-CP, η_y y θ_y con la frecuencia para una polarización incidente Ey. Las líneas continuas representan T_{+y} y las líneas punteadas T_{-y} . Configuración tipo 1 con metalización cruz gamada.

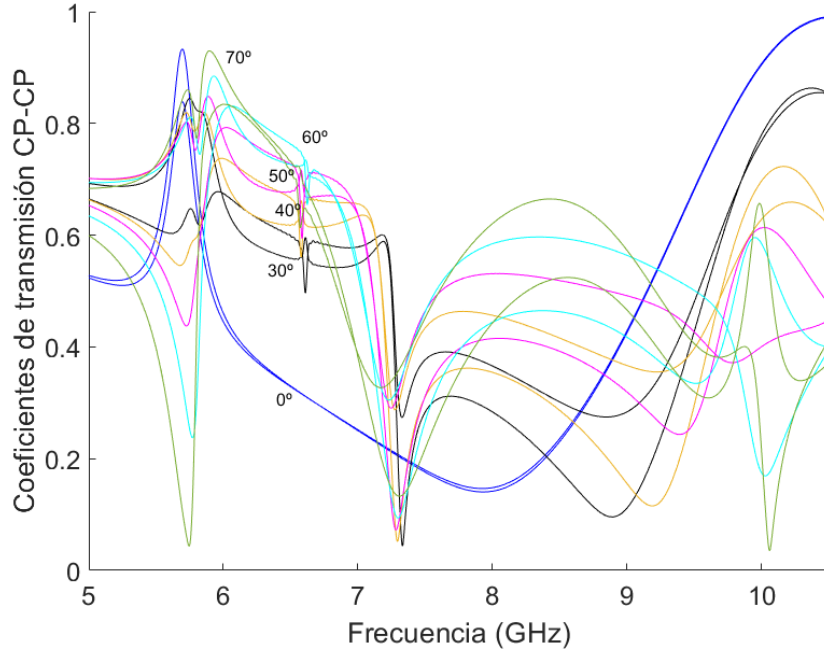


Figura 4.12: Dependencia de los coeficientes de transmisión CP-CP con la frecuencia. Solo se representan los coeficientes copolares T_{--} , T_{++} como líneas continuas. Configuración tipo 1 con metalización cruz gamada.

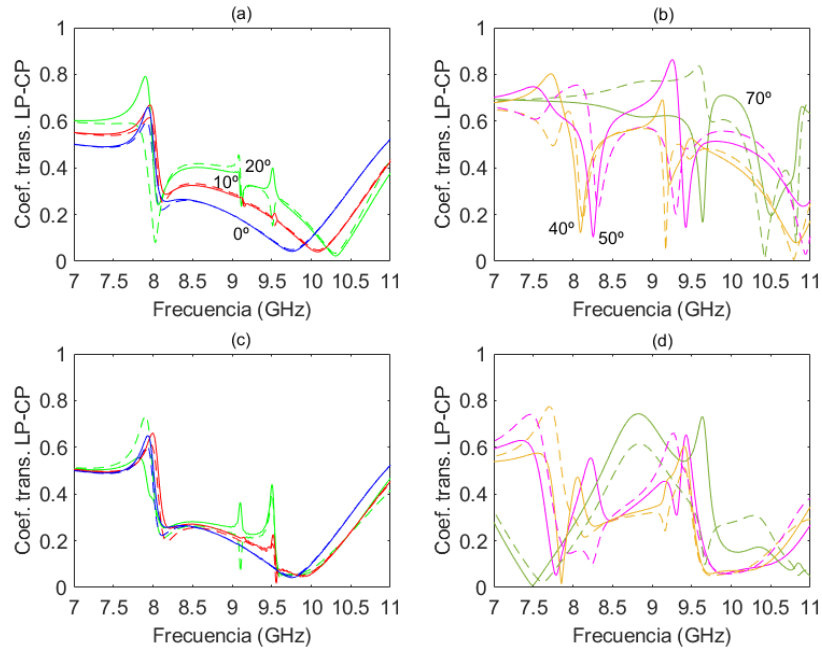


Figura 4.13: Dependencia de los coeficientes LP-CP con la frecuencia para una polarización incidente E_x (a), (b) y una polarización incidente E_y (c), (d). Las líneas continuas representan T_{+x} , T_{+y} y las líneas punteadas T_{-x} , T_{-y} . Configuración tipo 2 con metalización roseta manteniendo constante el grosor del dieléctrico.

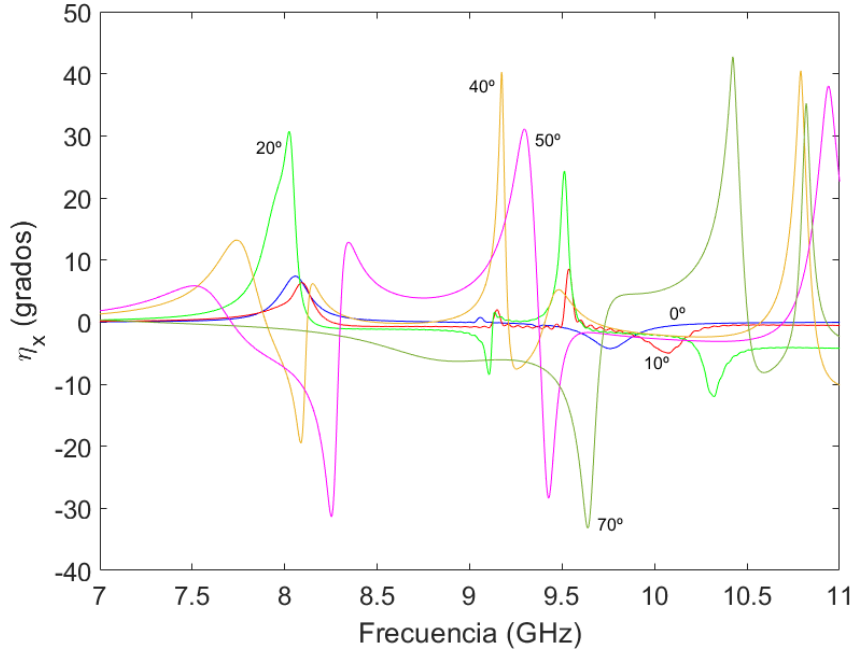


Figura 4.14: Dependencia de η_x con la frecuencia para una polarización incidente E_x . Configuración tipo 2 con metalización roseta manteniendo constante el grosor del dieléctrico.

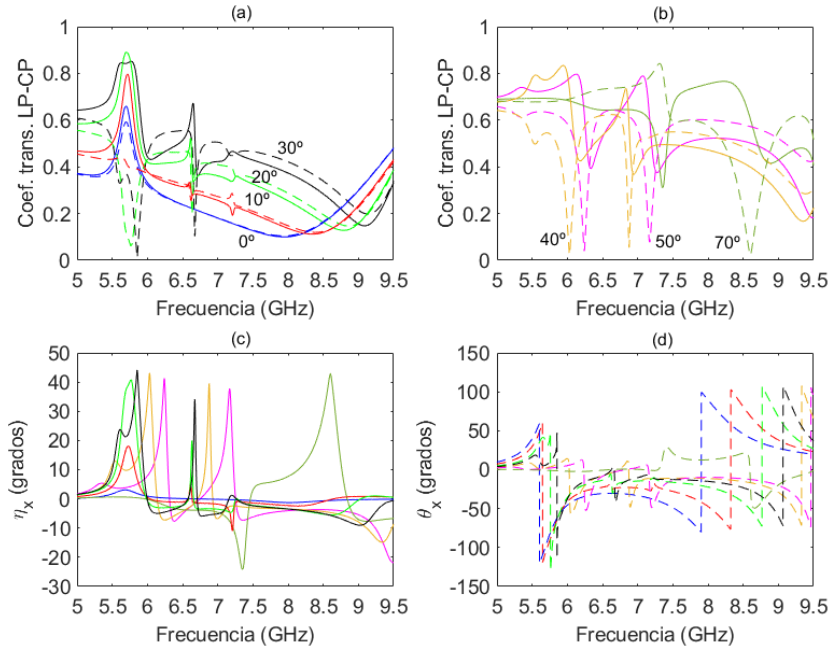


Figura 4.15: Dependencia de los coeficientes de transmisión LP-CP, η_x y θ_x con la frecuencia para una polarización incidente E_x . Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante el grosor del dieléctrico.

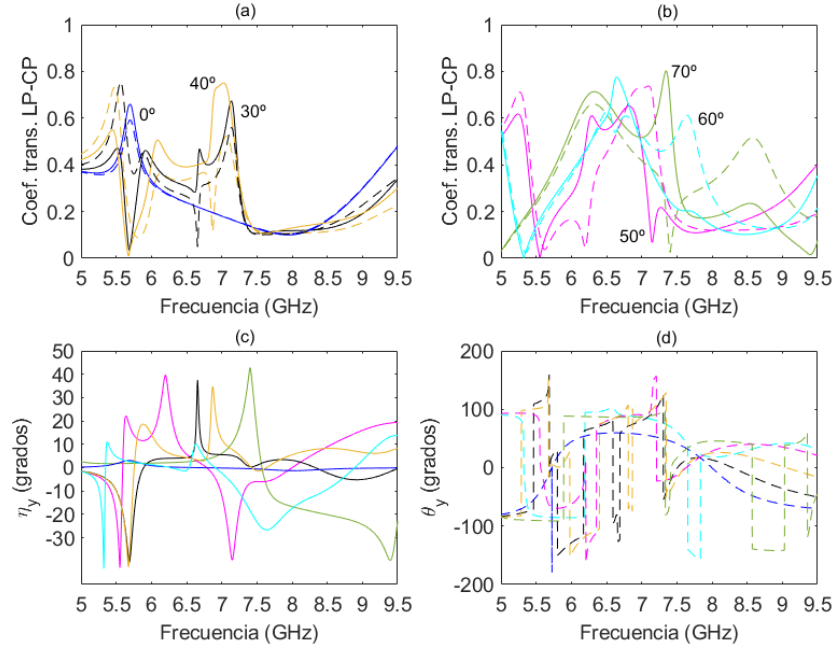


Figura 4.16: Dependencia de los coeficientes de transmisión LP-CP, η_y y θ_y con la frecuencia para una polarización incidente E_y . Las líneas continuas representan T_{+y} y las líneas punteadas T_{-y} . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante el grosor del dieléctrico.

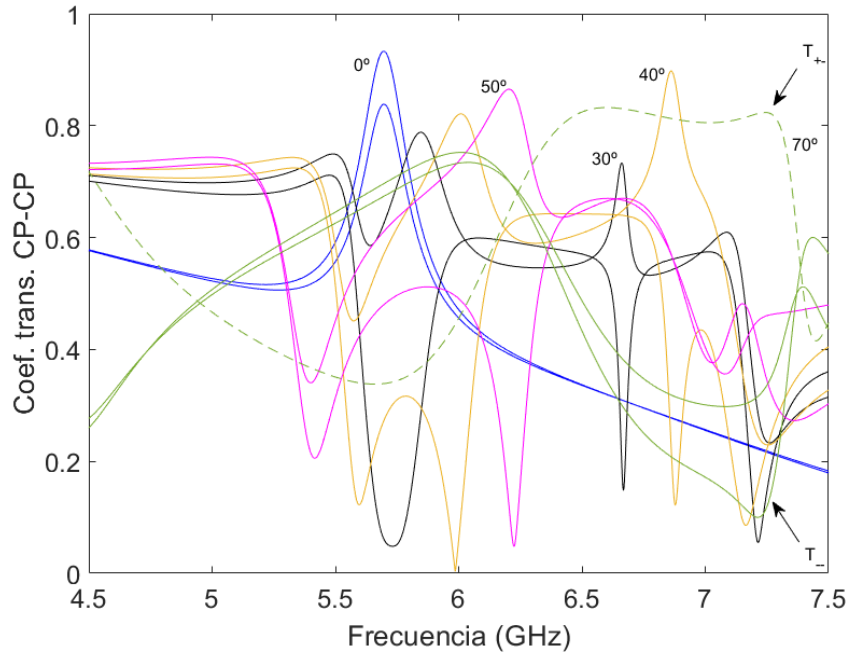


Figura 4.17: Dependencia de los coeficientes de transmisión CP-CP con la frecuencia. Las líneas continuas representan T_{+-} , T_{++} . Se señala un caso particular para T_{+-} , T_{--} . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante el grosor del dieléctrico.

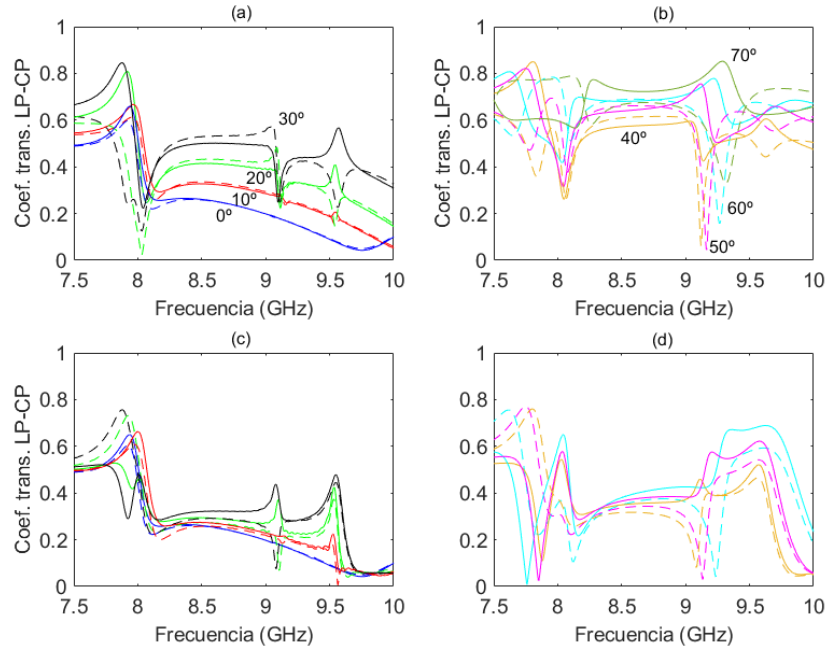


Figura 4.18: Dependencia de los coeficientes LP-CP con la frecuencia para una polarización incidente E_x (a), (b) y una polarización incidente E_y (c), (d). Las líneas continuas representan T_{+x} , T_{+y} y las líneas punteadas T_{-x} , T_{-y} . Configuración tipo 2 con metalización roseta manteniendo constante la separación entre caras.

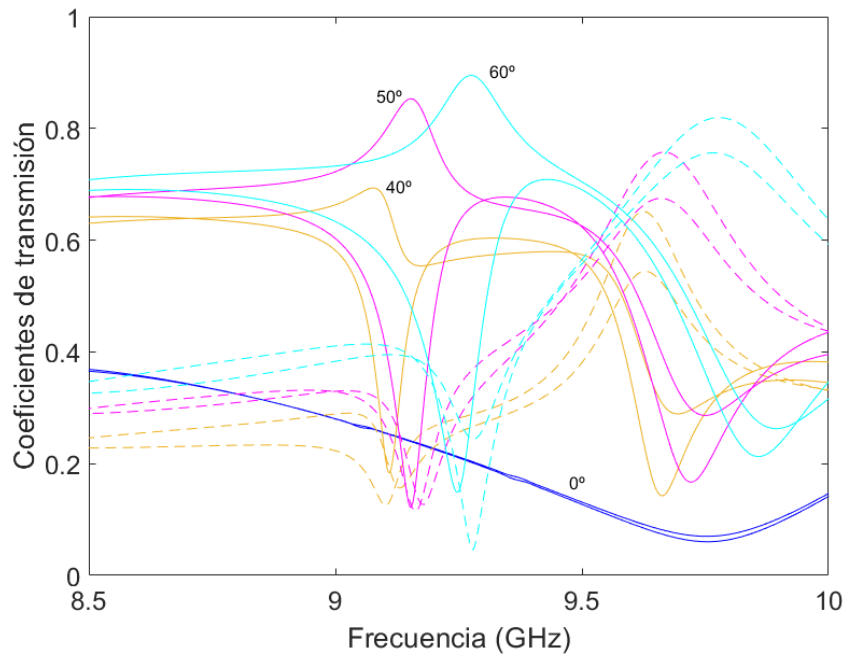


Figura 4.19: Dependencia de los coeficientes de transmisión CP-CP con la frecuencia. Las líneas continuas representan T_{--} , T_{++} , mientras que las líneas punteadas determinan T_{-+} , T_{+-} . Configuración tipo 2 con metalización roseta manteniendo constante la separación entre caras.

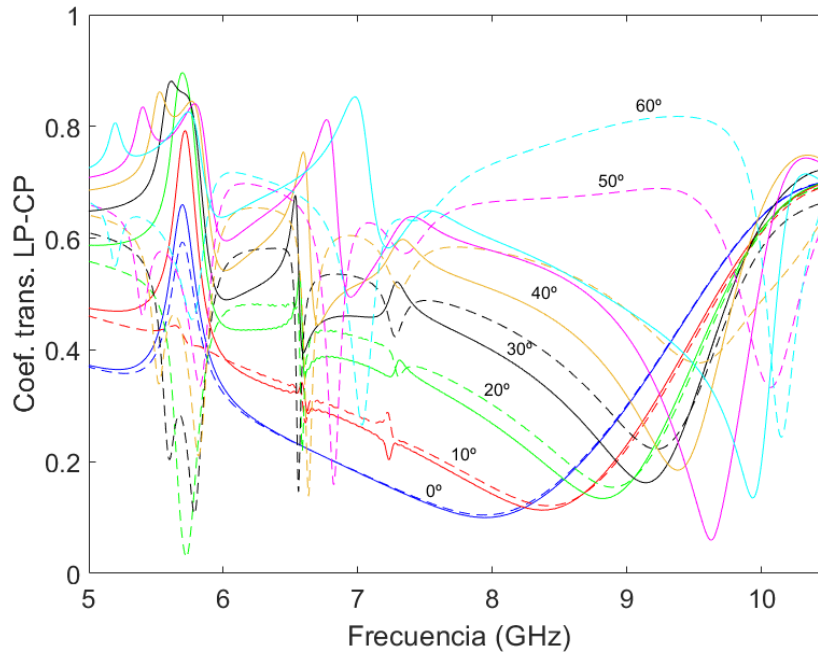


Figura 4.20: Dependencia de los coeficientes de transmisión LP-CP con la frecuencia para una polarización incidente E_x . Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante la separación entre caras.

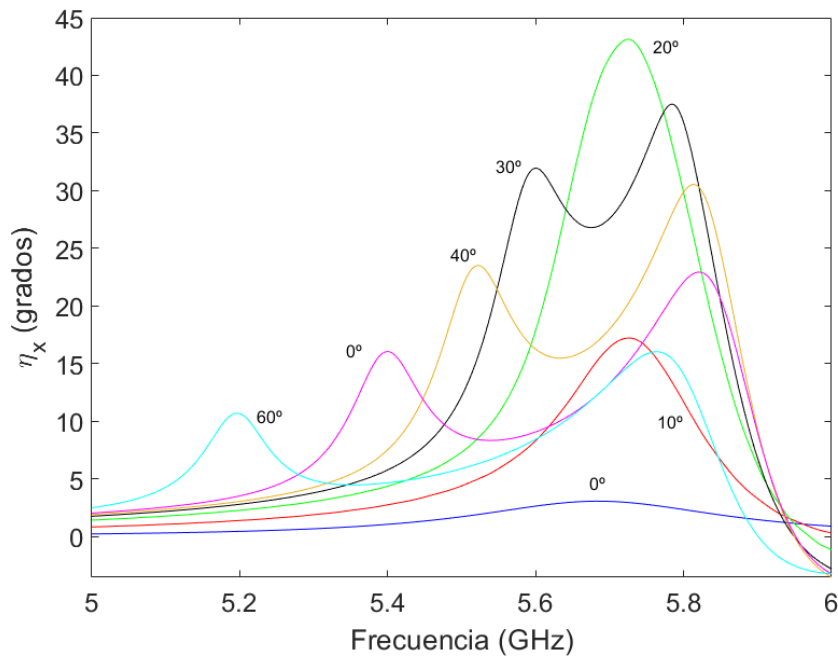


Figura 4.21: Dependencia de η_x con la frecuencia para una polarización incidente E_x . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante la separación entre caras.

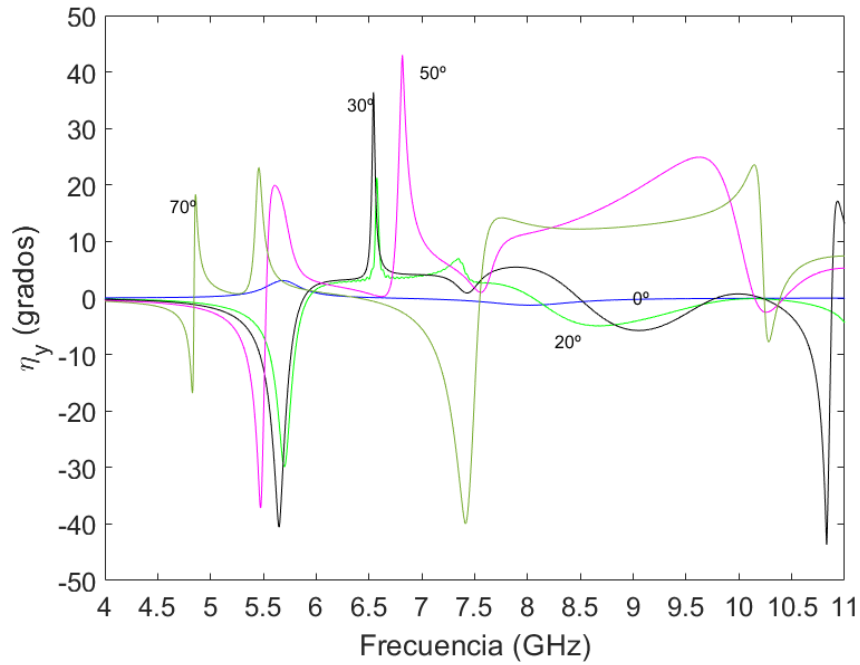


Figura 4.22: Dependencia de η_y con la frecuencia para una polarización incidente E_y . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante la separación entre caras.

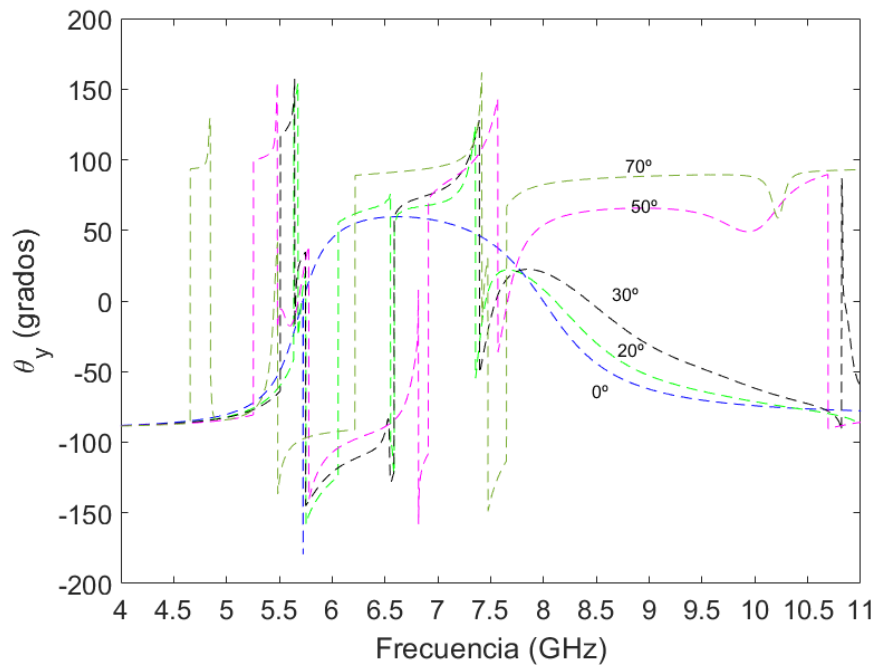


Figura 4.23: Dependencia de θ_y con la frecuencia para una polarización incidente E_y . Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante la separación entre caras.

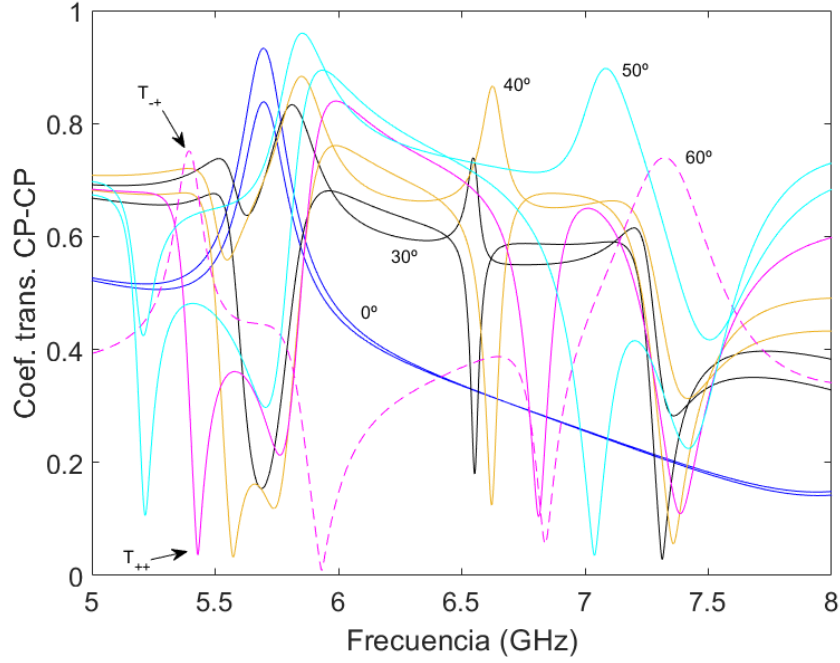


Figura 4.24: Dependencia de los coeficientes de transmisión CP-CP con la frecuencia. Las líneas continuas representan T_{+-} , T_{++} . Se señala un caso de conversión del sentido de giro a izquierdas para $\alpha = 50^\circ$. Configuración tipo 2 con metalización cruz gamada manteniendo constante la separación entre caras.

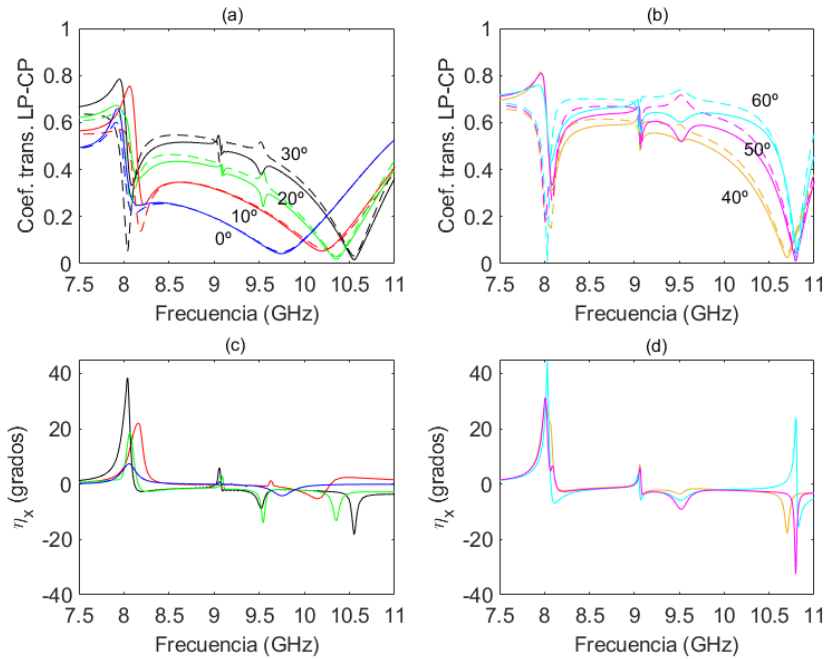


Figura 4.25: Dependencia de los coeficientes LP-CP y η_x con la frecuencia para una polarización incidente Ex. Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 3 con metalización roseta.

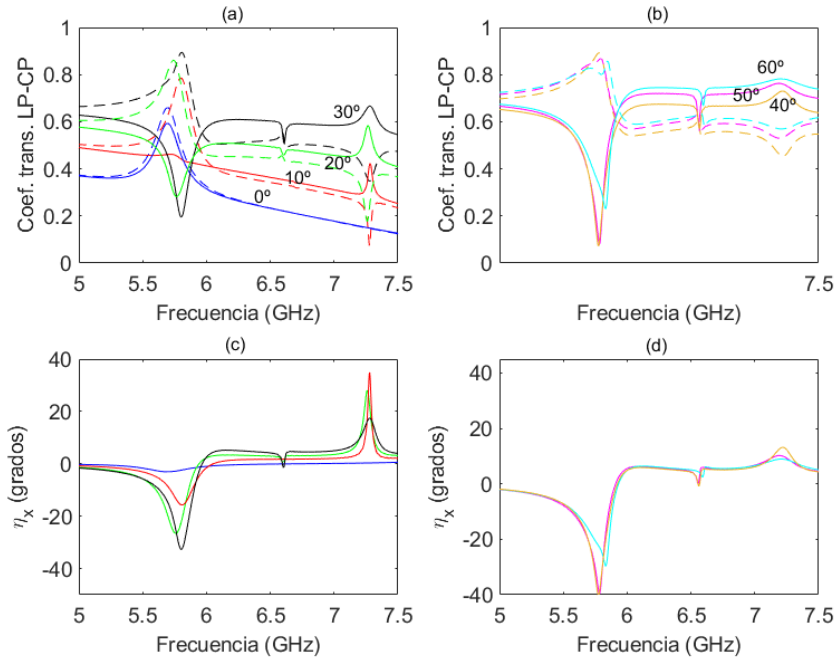


Figura 4.26: Dependencia de los coeficientes LP-CP y η_x con la frecuencia para una polarización incidente Ex. Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 3 con metalización cruz gamada.

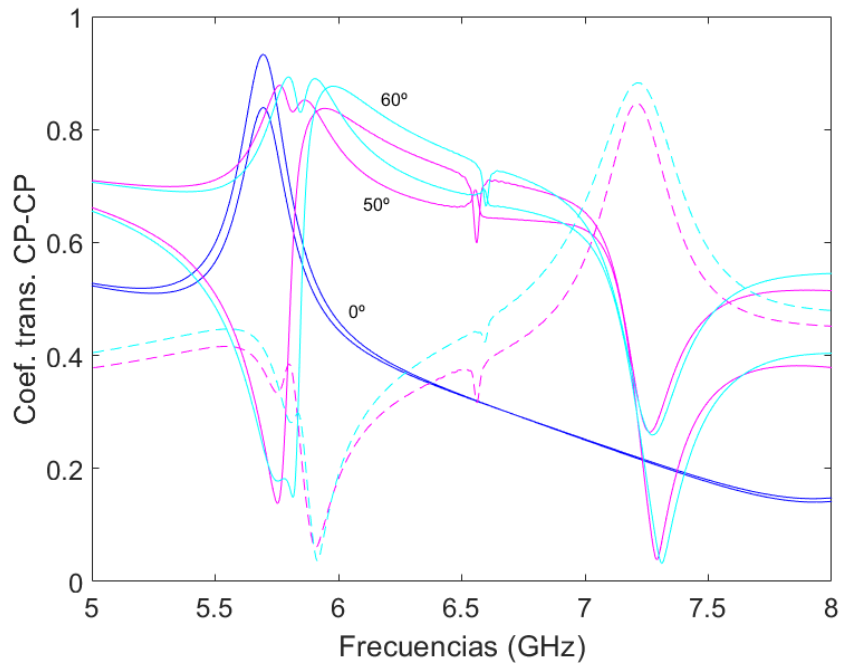


Figura 4.27: Dependencia de los coeficientes CP-CP con la frecuencia. Las líneas continuas representan T_{++} , T_{--} y las líneas punteadas T_{+-} , T_{-+} . Configuración tipo 3 con metalización cruz gamada.

Configuración diente de sierra con metalizaciones orientadas en \vec{n} (tipo 1)

Primero se estudia esta configuración con estructuras quirales tipo roseta. La figura 4.7 presenta los coeficientes de transmisión lineal a circular con incidencia E_x para diferentes inclinaciones de diente de sierra. Se observa en dicha gráfica cómo en torno a 8 GHz la respuesta obtenida es similar con independencia del ángulo α , un pico en transmisión de la componente RCP seguido de un gap. Si se aprecia mayor dependencia con la transmisión de la componente LCP, con una transmisión que va decayendo al aumentar α . Este comportamiento favorece una importante diferencia entre ambos coeficientes de transmisión, alcanzando una diferencia máxima entre T_{+x} y T_{-x} para $\alpha = 70^\circ$. A esa frecuencia, la onda LCP prácticamente no se transmite mientras que la RCP se transmite con un coeficiente de 0.5. Gracias a la absorción de la componente LCP, o lo que es lo mismo, al dicroísmo circular de la estructura, la configuración diente de sierra se comporta como un polarizador circular. Cabe subrayar que los niveles de transmisión máximos son pequeños, siendo deseable incrementar dichos valores.

Por otra parte, en torno a la frecuencia de 9.5 GHz también detectamos la influencia de la quiralidad extrínseca en la respuesta de la configuración diente de sierra con metamateriales quirales tipo roseta. Se observa cómo, a medida que aumenta el ángulo, el coeficiente T_{-x} presenta un máximo local en transmisión mientras que T_{+x} cae en un gap. La máxima diferencia se observa para $\alpha = 50^\circ$, con una distancia entre transmisiones máxima de 0.2. Este dicroísmo circular no se produce para el caso de incidencia normal.

Se han analizado los mismos resultados para una incidencia lineal E_y . Estos resultados reflejan que al incidir con una onda linealmente polarizada paralela al eje de giro de la estructura (eje y en este caso), el efecto de la quiralidad extrínseca es mínimo, con valores de dicroísmo circular bajos, del orden de 0.1. Por este motivo, no se presentan las gráficas de resultados en esta memoria.

La figura 4.9 presenta los coeficientes de transmisión de ondas circularmente polarizadas. Aunque se han analizado inclinaciones de la estructura diente de sierra entre 0 y 80° , en esta figura solo se presentan varios casos significativos, $\alpha = 0^\circ$, 20° , 40° y 50° . En estos casos, se aprecian coeficientes de transmisión co-polar (T_{++} y T_{--}) muy parecidos, lo que indica que la estructura absorbe las ondas LCP y RCP de manera similar. En la misma figura, se destaca un caso particular para $\alpha = 50^\circ$; en este caso, el coeficiente de transmisión co-polar T_{--} a 9.6 GHz presenta valores prácticamente nulos, mientras que el coeficiente de transmisión cros-polar, T_{+-} , presenta valores altos, en torno a 0.75. Gracias a estos coeficientes de transmisión, la configuración analizada se comporta como un conversor del sentido de giro de la onda circularmente polarizada. Al incidir con una onda circularmente polarizada a izquierdas, se transmite una onda circularmente polarizada pero a derechas con una transmisión del 70

En conclusión, la configuración diente de sierra con rosetas centradas en la normal de la cara de la celda unidad muestra que la quiralidad extrínseca generada al inclinar la estructura con respecto a la onda incidente se traduce en un aumento del dicroísmo circular, tanto entorno a la resonancia ya existente con incidencia normal, como en nuevas bandas frecuenciales. Hay que subrayar que los coeficientes de transmisión lineal-circular obtenidos presentan valores de dicroísmo circular significativos, hasta 0.5, únicamente para incidencia lineal E_x .

Una vez estudiada la estructura con metalizaciones tipo roseta, se analiza esta misma configuración, pero con metalizaciones tipo cruces gamadas conjugadas. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.10-4.12. La figura 4.10a-b muestra, para una onda incidente linealmente polarizada E_x , los coeficientes

de transmisión lineal a circular $T_{\pm x}$. Se observan dos zonas de interés en la respuesta frecuencial de estos coeficientes de transmisión. En la primera de estas dos zonas, ubicada en torno a 5.8 GHz, al aumentar α se aprecia una mayor diferencia entre ambos coeficientes de transmisión, o lo que es lo mismo, aumenta considerablemente el dicroísmo circular. El mejor caso se produce para $\alpha = 50^\circ$ con una muy alta transmisión de la onda LCP, con un valor de 0.93, acompañada por una transmisión de la onda RCP muy baja. Este comportamiento, tal como se puede observar en la figura 4.10c-d se traduce en una elipticidad muy elevada, $\eta_x = 43^\circ$. En base a estos resultados, se puede afirmar que esta configuración se comporta como un conversor de polarización lineal a circular de gran eficiencia, 93 %. Además de este ángulo, se observan otras inclinaciones, como $\alpha = 40^\circ$ y $\alpha = 60^\circ$ con valores de elipticidad y dicroísmo circulares muy grandes.

La segunda de las dos regiones mencionadas se produce en torno a 7.3 GHz. En esta banda se observa que el dicroísmo circular, es decir, la diferencia entre los coeficientes de transmisión, se va incrementando a medida que aumenta la inclinación de la estructura diente de sierra, desde $\alpha = 10^\circ$ hasta $\alpha = 40^\circ$ (incluido). Cabe destacar que la respuesta obtenida en esta banda, no se aprecia para incidencia normal, y por tanto es fruto de la quiralidad extrínseca. Los valores de transmisión obtenidos presentan unas diferencias entre ambos en torno a 0.4.

Respecto a los coeficientes de transmisión circulares co-polares (figura 4.12), se observan diferencias entre LCP y RCP para inclinaciones del diente de sierra entre $\alpha = 30^\circ$ y $\alpha = 70^\circ$, llegando al máximo para este último caso con una diferencia de 0.8. De esta forma, se observa la evolución de este dicroísmo circular a medida que aumenta α , tomando como punto en frecuencias para cada caso el valor en el que una de las componentes (LCP o RCP) tiene la transmisión más baja.

En la figura 4.11 se presentan los mismos resultados para una polarización incidente E_y . Se siguen observando diferencias entre T_{+y} y T_{-y} a la frecuencia de 5.8 GHz pero con valores de dicroísmo circular menores. En cambio, a diferencia de la excitación E_x , esta situación sí proporciona buenos valores de rotación del plano de polarización. Los valores de rotación se han seleccionado buscando el punto donde la elipticidad se hace nula, de tal forma que no se produce dicroísmo circular (las absorciones son iguales) y se obtiene una rotación pura de la onda linealmente polarizada. En la figura 4.11c, para $\alpha = 80^\circ$ se tiene que $\eta_y = 0$ a 8.5 GHz. A esa frecuencia la rotación es de 73° (figura 4.11d). Para ángulos de 60° y 70° se obtienen casos similares. Por otra parte, comparando la evolución de la elipticidad en función de α para las dos polarizaciones incidentes E_x y E_y . Se observa que, al incidir con E_x el nivel de elipticidad siempre es superior al producido por una incidencia E_y , excepto en el caso $\alpha = 0^\circ$ donde son iguales.

En resumen, la distribución tipo diente de sierra con el eje de las metalizaciones alineado según \vec{n} introduce una quiralidad extrínseca que se refleja términos de dicroísmo circular. En las bandas donde la estructura no presenta quiralidad intrínseca el dicroísmo circular alcanza valores de entre 0.2 y 0.4 en función del tipo de estructura quiral implementada (rosetas o cruces gamadas conjugadas respectivamente). Sin embargo, al combinar quiralidad intrínseca y extrínseca, se consiguen unos valores de dicroísmo circular mucho más elevados, hasta 0.5 en el caso de la roseta y casi 0.93 en el caso de las cruces gamadas. Por tanto, el diseño quiral de caras conjugadas representa una mejor elección frente a la estructura de giro mutuo entre caras.

Configuración diente de sierra con eje metalizaciones paralelo a \vec{k} (tipo 2)

Grosor del sustrato constante

En primer lugar, se analiza esta configuración diente de sierra con las metalizaciones alineadas con su eje paralelo a \vec{k} y grosor sustrato constante para todos los valores de inclinación α .

La figura 4.13a-b presenta los resultados obtenidos en esta configuración con incidencia lineal Ex y utilizando como estructura quiral las rosetas. Analizando los coeficientes de transmisión lineal a circular, se notan diferencias en las absorciones de las ondas LCP y RCP. La mejor situación aparece para $\alpha = 70^\circ$ en torno a 9.6 GHz, con una diferencia entre transmisiones $T_{-x} - T_{+x} \sim 0.63$ y una elipticidad de 30° . Para el caso de incidencia lineal Ey (figura 4.13c-d), se observan pequeñas diferencias entre T_{-y} , T_{+y} al aumentar α .

Por lo que se refiere a los coeficientes CP-CP se obtienen valores muy similares de las componentes co-polares y cros-polares, por lo que no se han incluido en los resultados.

Se puede concluir que para la metalización roseta, el colocar las caras en \vec{k} manteniendo el grosor del dieléctrico constante no aporta mejoras significativas en cuanto a la respuesta quiral. Esto puede estar producido en gran medida por el desacoplo de las metalizaciones al incrementar la distancia entre ellas. Para α demasiado grandes las rosetas se encuentran a una distancia considerable. Por esta razón, se ha descartado este mismo caso para la estructura zig zag.

Una vez estudiada la estructura con metalizaciones tipo roseta, se analiza de nuevo esta configuración, pero con metalizaciones tipo cruces gamadas conjugadas. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.15-4.17.

Para Ex en la figura 4.15 se observan casos realmente buenos. A medida que se va aumentando α se aprecia claramente que el punto de mayor diferencia $T_{+x} - T_{-x}$ se va desplazando en frecuencias hacia la derecha (región comprendida entre 5.5 y 6.3 GHz aproximadamente). En esta zona se produce el máximo dicroísmo circular para $\alpha = 30^\circ$ con una transmisión a izquierdas casi nula. La transmisión a derechas es de 0.76 y la elipticidad es prácticamente 45° (polarizador circular). También se observan casos muy buenos de dicroísmo circular para $\alpha = 40^\circ$ (amarillo) y $\alpha = 50^\circ$ (magenta).

En torno a 8.6 GHz se visualiza otra situación de elipticidad muy alta ($\sim 43^\circ$) para $\alpha = 70^\circ$. De nuevo, la absorción a izquierdas es muy alta y se consigue una transmisión a derechas de 0.6 en una zona de resonancia que tiene un ancho de banda mayor que las anteriores. En cuanto a la actividad óptica de la figura 4.15d, a 9 GHz se tiene una elipticidad de cero para $\alpha = 20^\circ$, lo que da lugar a una rotación pura de 63° .

Los resultados para una polarización incidente Ey se observan en la figura 4.16. Primeramente, en términos de coeficientes LP-CP se aprecia que la respuesta de la estructura es mejor cuando se incide con Ex. A pesar de que existen diferencias entre T_{-y} y T_{+y} (máxima de ~ 0.65 para $\alpha = 70^\circ$ a 7.4 GHz) y un cierto desplazamiento en frecuencias al aumentar α , no se encuentran casos de gran relevancia. Sin embargo, esta polarización incidente muestra resultados interesantes para la rotación del plano de polarización como se indica en la figura 4.16d. Para $\alpha = 50^\circ$, en torno a 6.8 GHz, se tiene una elipticidad nula correspondiente a un valor de rotación puro de prácticamente 90° , es decir, un rotador de polarización de Ey a Ex.

Por último, en la figura 4.17 se observan los coeficientes de transmisión CP-CP donde se encuentran varias zonas de interés. A 6 GHz, asumiendo los coeficientes cros-polar poco significativos, se aprecian situaciones con alto dicroísmo circular para $\alpha = 30^\circ$, $\alpha = 40^\circ$ y $\alpha = 50^\circ$. Del mismo modo, para $\alpha = 40^\circ$ a una frecuencia de 6.8 GHz, se obtiene un dicroísmo circular bastante grande acompañado de una alta transmisión

a izquierdas. Un poco más arriba en frecuencias, a 7.2 GHz, se observa una transformación del sentido de giro para $\alpha = 70^\circ$ con coeficientes crosplares $T_{+-} = 0.8$ y $T_{--} = 0.1$ (cambio de LCP a RCP).

Separación entre caras constante

Para este tipo se analiza un segundo caso, cuya configuración diente de sierra presenta las metalizaciones alineadas con su eje a \vec{k} y separación entre ellas constante para todos los valores de inclinación de α .

La figura 4.18a-b presenta los resultados obtenidos en esta configuración con incidencia lineal Ex utilizando como estructura quiral las rosetas. Se aprecian tres zonas representativas para LP-CP con esta disposición de la estructura. En primer lugar, una región en torno a 8 GHz que no cambia con α (ni se desplaza, ni varían mucho T_{-x} , T_{+x}), donde la respuesta quiral solo viene dada por el giro mutuo de las rosetas (quiralidad intrínseca). Una segunda región a 9.1 GHz, en la que aparecen gaps en transmisión en ambas componentes hasta $\alpha = 30^\circ$ (incluido), pero a partir de $\alpha = 40^\circ$ hay mayor dominancia de T_{+x} . El mejor caso se produce para $\alpha = 50^\circ$ con un dicroísmo circular de 0.63 y con una elipticidad muy alta de 41° . En cuanto a la tercera zona significativa, a 9.6 GHz se produce un incremento del dicroísmo circular a medida que se aumenta α hasta llegar al mejor caso en $\alpha = 30^\circ$. No obstante, estos valores no son excesivamente altos.

Incidiendo con polarización Ey se aprecian diferencias en los coeficientes LP-CP (ver figura 4.18c-d) debido a la incidencia oblicua, pero la comparativa no ofrece resultados útiles en términos de dicroísmo circular y actividad óptica. Nuevamente la estructura muestra una respuesta quiral extrínseca más interesante para la polarización Ex.

Atendiendo a la gráfica 4.19 que muestra los resultados para los coeficientes CP-CP, se observa que para $\alpha = 40^\circ$, $\alpha = 50^\circ$ y $\alpha = 60^\circ$ aparecen buenos valores de DC (entre 9.1 y 9.3 GHz aproximadamente) con T_{--} altos y coeficientes crosplares muy bajos. Además, se percibe como los máximos y mínimos de T_{--} y T_{++} , respectivamente, se desplazan en frecuencia coincidiendo en 50° , pero obteniendo una diferencia máxima de dicroísmo circular entre 50° y 60° .

Se estudia de nuevo esta configuración utilizando cruces gamadas conjugadas como metalizaciones. Los resultados conseguidos se indican en la figura 4.20-4.24.

Para una polarización lineal incidente Ex se observa una tendencia descendente clara en la gráfica 4.21 de elipticidad alrededor de 5.7 GHz. El mejor caso se produce para $\alpha = 20^\circ$ ($T_{-x} \sim 0$) y de ahí cae formando dos picos. El dicroísmo circular máximo es de 0.85, es decir, se obtiene una muy buena transmisión de la onda RCP y se produce una conversión de polarización de lineal a circular. Además, aparecen dos bandas adicionales a frecuencias de 6.6 y 9.6 GHz con notables diferencias entre las transmisiones a derechas y a izquierdas, aunque no tan marcadas como en la banda anterior. El caso más destacable se origina para $\alpha = 50^\circ$ a las dos frecuencias mencionadas con dicroísmos circulares de ~ 0.6 (ambas diferencias iguales para el mismo ángulo pero en distintos anchos de banda).

Para una polarización Ey, no se aprecian resultados que aporten mejoras significativas desde el punto de vista del dicroísmo circular, por lo que no se muestran los resultados. En cuanto a la actividad óptica, se encuentran dos valores para $\alpha = 20^\circ$ y $\alpha = 30^\circ$ donde la elipticidad se hace cero, que inducen una rotación pura de $\sim 130^\circ$ (figura 4.23). Para el caso de incidencia normal se obtiene un giro de $\sim 60^\circ$, por lo que se produce una respuesta distinta con incidencia oblicua.

De manera similar a los resultados anteriores obtenidos en la roseta, se obtiene una buena diferencia de

absorciones entre T_{--} y T_{++} desde $\alpha = 30^\circ$ hasta $\alpha = 60^\circ$ (figura 4.24), transmitiéndose en niveles más altos la componente LCP. Asimismo, se observa un cierto desplazamiento para estos α hacia frecuencias más grandes en la zona comprendida entre 6.5 y 7.1 GHz. La mayor diferencia en transmisión se origina en $\alpha = 50^\circ$ con un valor muy alto de ~ 0.83 , lo que significa que la estructura se comporta de forma muy diferente dependiendo del sentido de giro de la polarización incidente. Por último, a 5.4 GHz también se aprecia una zona en la que $T_{-+} - T_{++} \sim 0.65$ para $\alpha = 60^\circ$.

Configuración diente de sierra con metalizaciones orientadas en \vec{n} (tipo 3)

Por último, se analiza la configuración tipo 3 con las caras alineadas en la normal del dieléctrico \vec{n} utilizando rosetas de giro mutuo. La figura 4.25a-b presenta los coeficientes de transmisión lineal a circular con incidencia Ex para diferentes inclinaciones de diente de sierra. Se reflejan diferencias poco marcadas a frecuencias de 8.0 y 9.5 GHz a medida que se incrementa α . Se observa un máximo en $\alpha = 60^\circ$ con un dicroísmo circular $T_{+x} - T_{-x} \sim 0.58$, en el que además la elipticidad es verdaderamente alta, de casi 45° (figura 4.25c-d). No obstante, aunque se obtienen diferencias en términos de dicroísmo circular debido a la quiralidad extrínseca de la estructura, los resultados no proporcionan resultados significativos. El caso de incidencia con Ey no se ha incluido en la memoria porque apenas existen diferencias entre las transmisiones co-polar y cros-polar analizadas. En resumen, la configuración tipo 3 con las rosetas orientadas en la normal del dieléctrico, no aporta situaciones de interés al girar la estructura un ángulo α .

Nuevamente, se presentan los resultados obtenidos en esta configuración con incidencia lineal Ex utilizando como estructura quiral las cruces gamadas conjugadas. En la figura 4.26a-b de los coeficientes LP-CP se observan dos casos muy buenos para $\alpha = 40^\circ$ y $\alpha = 50^\circ$ (en torno a 8.5 GHz), donde la transmisión a izquierdas es ~ 0.9 y la transmisión a derechas es realmente baja ~ 0.07 . A una frecuencia de 7.3 GHz se produce un efecto donde T_{+x} y T_{-x} comienzan a distanciarse en función de α .

Para una polarización Ey, se observa poca diferenciación entre T_{+y} y T_{-y} . Además, se observan comportamientos poco significativos en términos de actividad óptica que no producen mejoras respecto el caso de incidencia normal por lo que no se han incluido los resultados.

Finalmente, observando los coeficientes circulares CP-CP en la figura 4.27, aparece una zona a 5.8 GHz en la que se produce un dicroísmo circular máximo de ~ 0.74 para $\alpha = 50^\circ$ y $\alpha = 60^\circ$, absorbiéndose en mayor cantidad la onda a izquierdas. Por otro lado, a 7.3 GHz se tiene un conversor del sentido de giro (de derechas a izquierdas) para los mismos α . Se observa que el tipo 3 no produce los efectos deseados en cuanto a quiralidad extrínseca de la estructura.

4.3 Estructura zig zag

En este apartado se estudia el tipo 2 implementado sobre la estructura zig zag tanto para estructura roseta como para cruces gamadas. Se ha descartado la situación en la que se mantiene constante el grosor del dieléctrico porque no aporta resultados representativos de la respuesta quiral extrínseca. A continuación, se presentan los resultados más destacados de esta estructura.

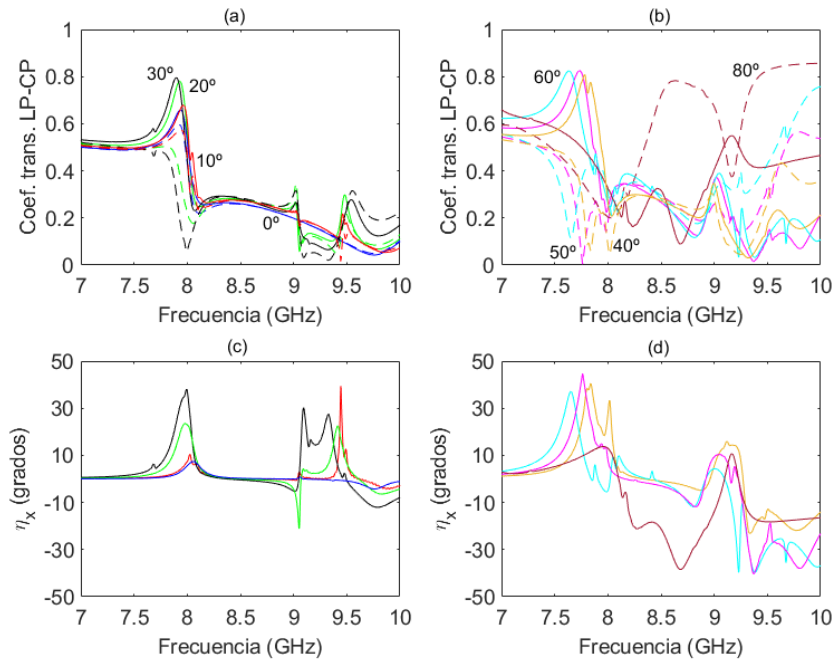


Figura 4.28: Dependencia de los coeficientes LP-CP y η_x con la frecuencia para una polarización incidente Ex. Las líneas continuas representan T_{+x} y las líneas punteadas T_{-x} . Configuración tipo 2 con metalización roseta.

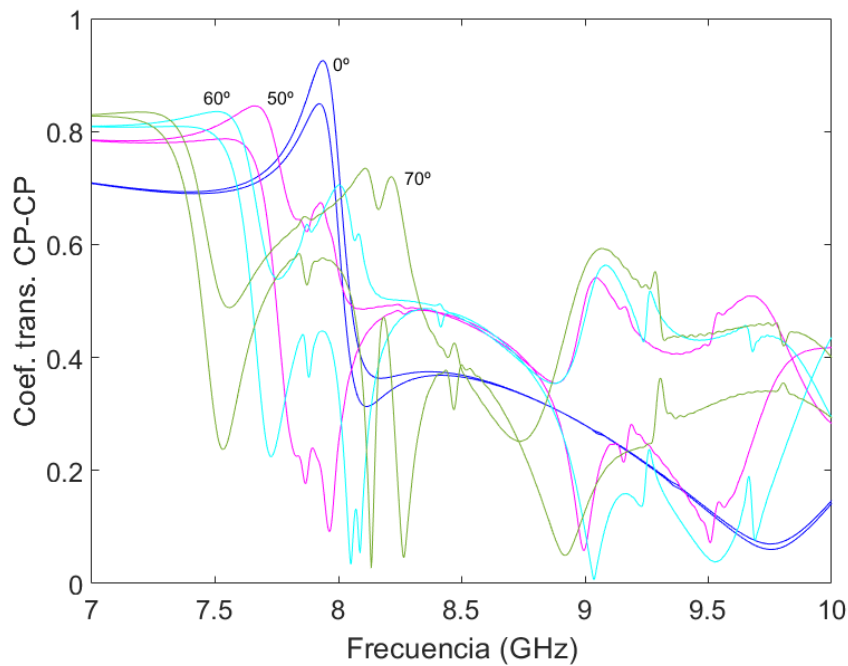


Figura 4.29: Dependencia de los coeficientes CP-CP con la frecuencia. Las líneas continuas representan T_{++} , T_{--} . Configuración tipo 2 con metalización roseta.

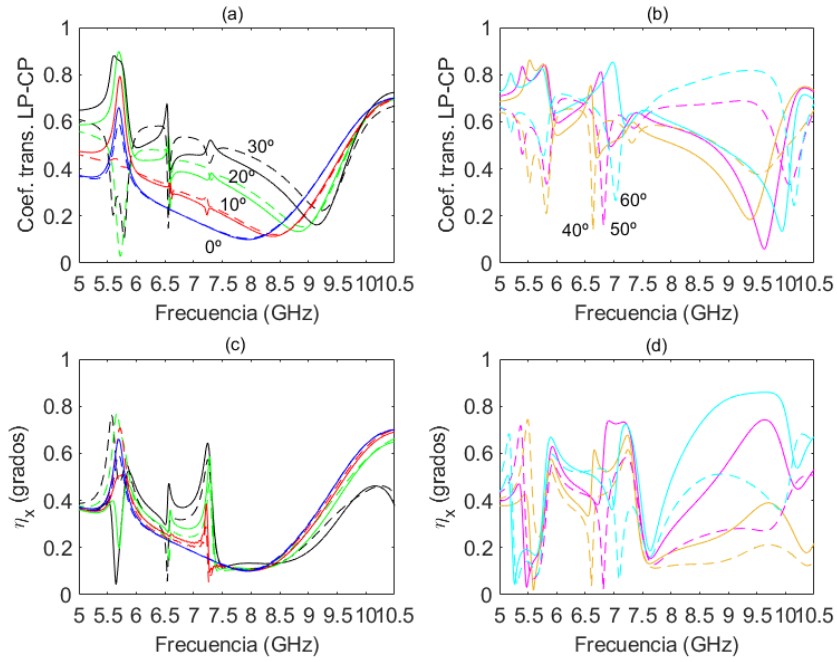


Figura 4.30: Dependencia de los coeficientes LP-CP y con la frecuencia para una polarización incidente E_x (a), (b) y una polarización incidente E_y (c), (d). Las líneas continuas representan T_{+x} , T_{+y} y las líneas punteadas T_{-x} , T_{-y} . Configuración tipo 2 con metalización cruces gamadas.

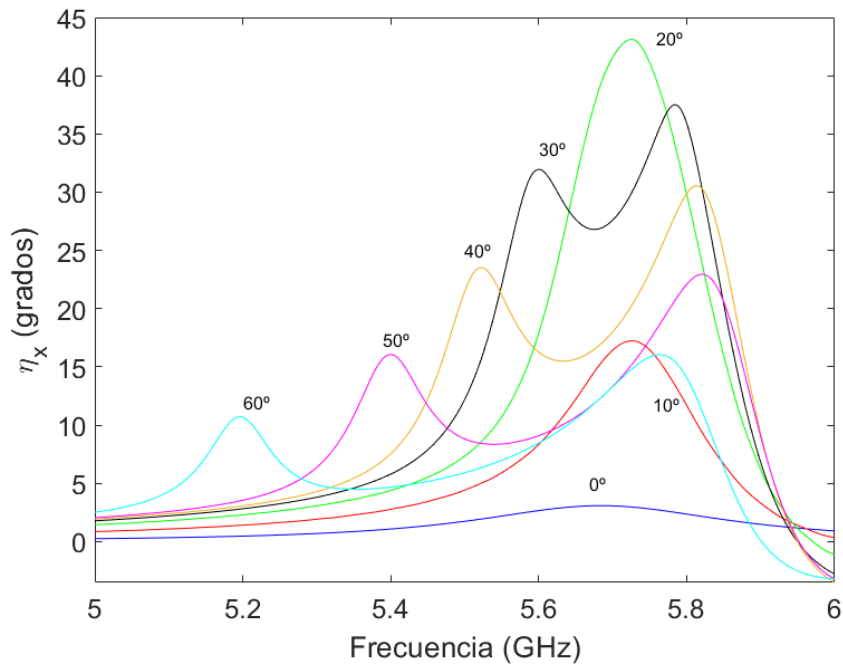


Figura 4.31: Dependencia de η_x con la frecuencia. para una onda incidente E_x . Configuración tipo 2 con metalización cruces gamadas.

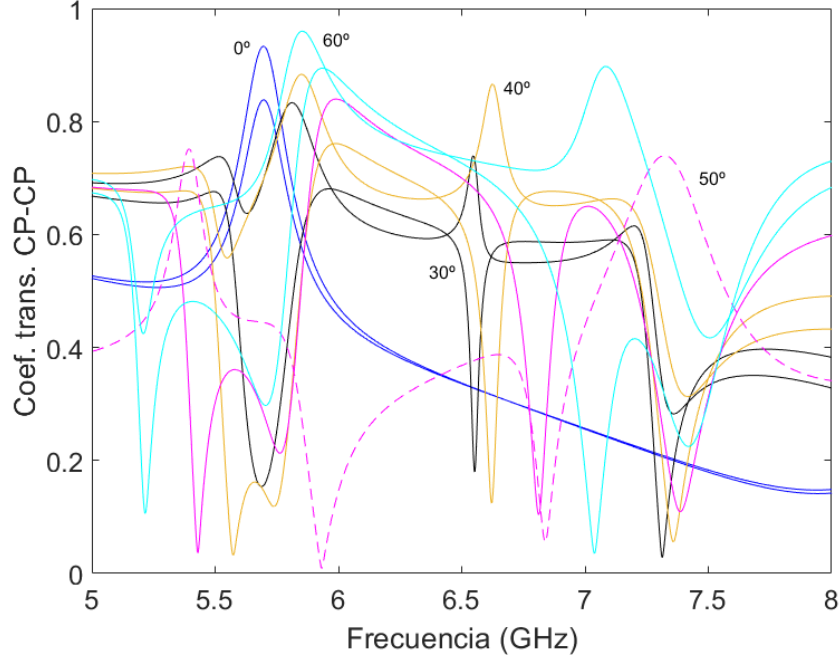


Figura 4.32: Dependencia de los coeficientes CP-CP con la frecuencia. Las líneas continuas representan T_{++} , T_{--} y las líneas punteadas T_{+-} , T_{-+} . Configuración tipo 2 con metalización cruces gamadas.

Configuración zig zag con eje metalizaciones paralelo a \vec{k} (tipo 2)

Separación entre caras constante

En primer lugar, se analiza esta configuración diente de sierra con las metalizaciones alineadas con su eje paralelo a \vec{k} y grosor sustrato constante para todos los valores de inclinación α .

La figura 4.28 presenta los resultados para una onda incidente lineal Ex con metalización roseta. En lo que se refiere a los coeficientes LP-CP (figura 4.28a-b), en torno a 7.8 GHz se aprecia una diferenciación cada vez más evidente entre T_{+x} y T_{-x} a medida que se aumenta α . El mejor caso de dicroísmo circular se obtiene para $\alpha = 50^\circ$ con un valor de ~ 0.8 y con una transmisión a izquierdas bajísima, que da lugar a un polarizador circular (elipticidad muy alta). Los casos de $\alpha = 40^\circ$ y $\alpha = 60^\circ$ también aportan resultados interesantes con una diferencia de ~ 0.7 (de nuevo absorbiendo la onda LCP). Además, para $\alpha = 80^\circ$ a una frecuencia de 8.7 GHz se observa un intercambio en la tendencia de T_{-x} . A diferencia de lo que ocurría en la zona anterior, ahora es la polarización a izquierdas la que se transmite en contraposición a la polarización a derechas que se absorbe notablemente.

En cuanto a los coeficientes circulares CP-CP que se presentan en la gráfica 4.29, se observa que alrededor de 8.0 GHz aparece un pico T_{--} acompañado de un gap en transmisión T_{++} para ángulos desde $\alpha = 50^\circ$ hasta $\alpha = 70^\circ$. En esta zona se produce un desplazamiento hacia frecuencias más altas al aumentar α .

La figura 4.30a-b y 4.31 presenta ahora los resultados para una onda incidente lineal Ex con metalización cruz gamada. En la zona ampliada de los coeficientes LP-CP de la figura 4.30 (entre 5 y 6 GHz) se aprecia claramente la evolución de T_{-x} y T_{+x} con α . Se observa una mejora significativa en términos de dicroísmo

circular producida por la respuesta extrínseca de la estructura. El mejor resultado se observa para $\alpha = 40^\circ$ (amarillo) donde la diferencia máxima de transmisión es de ~ 0.7 (LCP absorbida casi completamente). En la gráfica 4.31 de la elipticidad también se muestran los resultados en esta zona, pero se entiende de forma más visual en la gráfica anterior.

Por otro lado, incidiendo con polarización Ey (figura 4.30c-d), se observa que para $\alpha = 60^\circ$ se consigue una diferencia entre T_{-y} y T_{+y} de ~ 0.77 con alta transmisión a derechas y bastante baja a izquierdas. Comparando Ex con Ey se aprecia que la onda CP transmitida se intercambia. Es decir, en las zonas con transmisión T_{+x} también existe transmisión T_{-y} (en diferentes medidas) y viceversa.

Finalmente, en cuanto a los coeficientes circulares CP-CP que aparecen en la gráfica 4.32, se observan importantes diferencias entre los coeficientes co-polar y cros-polar para $\alpha = 50^\circ$, $\alpha = 60^\circ$ y $\alpha = 70^\circ$ (en torno a 9.0 GHz). En los dos primeros casos, se consigue un transformador del sentido de giro de derechas a izquierdas, ya que $T_{-+} - T_{++} \sim 0.7$ (siendo muy baja la transmisión copolar). En cambio, para $\alpha = 70^\circ$ se aprecia lo contrario. La diferencia notable se produce para una polarización incidente a izquierdas, de forma que su valor es $T_{+-} - T_{--} \sim 0.7$ y a la salida se obtiene una onda polarizada mayormente a derechas.

Se puede concluir que la disposición tipo 2 con metalizaciones orientadas en \vec{k} (manteniendo la separación entre caras constante) implementada en la estructura zig zag, aporta resultados destacables en términos de dicroísmo circular debido a la incidencia oblicua, tanto para las rosetas como para las cruces gamadas.

CAPÍTULO 5

Discusión y Conclusiones

En este trabajo se ha analizado el efecto de la quiralidad extrínseca en estructuras quirales planas presentes en la literatura. Hasta ahora, en la literatura, se había analizado cómo al incidir sobre estas estructuras de manera normal, éstas presentaban quiralidad, denominada intrínseca, gracias a la geometría de sus metalizaciones y la disposición de ambas caras: giro mutuo entre caras o caras conjugadas. Este trabajo se enfoca en la mejora de dicho comportamiento quiral incorporando un nivel adicional de quiralidad, denominado quiralidad extrínseca. Esta quiralidad depende de la orientación del metamaterial con respecto al ángulo de incidencia.

En este trabajo, se han diseñado y analizado dos novedosas configuraciones de metamateriales cuya disposición geométrica facilita la presencia de quiralidad extrínseca. Las configuraciones tipo diente de sierra y tipo zig-zag transforman el metamaterial plano de tal manera que la onda incidente presente un cierto ángulo de incidencia con respecto a la superficie de la celda unidad.

Dado que el objetivo del trabajo es potenciar la quiralidad intrínseca de metamateriales quirales planos, se han utilizado dos estructuras metamateriales quirales ampliamente estudiados en la literatura. Una primera formada por rosetas orientadas en la misma dirección que presentan un cierto giro mutuo entre ambas caras y una segunda estructura formada por cruces gamadas, pero donde una cara se orienta en sentido contrario a la otra (conjugada).

Las configuraciones propuestas se han diseñado, teniendo en cuenta que la caracterización futura de los diseños óptimos se realizará de manera experimental y que por tanto será necesario fabricar dichas estructuras. Por tanto, se han analizado variaciones de estas configuraciones que presentan una mayor o menor facilidad para su fabricación.

Los resultados obtenidos para la configuración diente de sierra han mostrado, en primer lugar, que la asimetría de la estructura resultante al incrementar potencia la respuesta de la estructura desde el punto de vista de dicroísmo circular, potenciando la absorción de una de las componentes circulares en beneficio de la otra. Esta asimetría genera, para una incidencia con polarización lineal, una dependencia de la orientación del plano de polarización con respecto a la orientación de la estructura. Se observan resultados muy diferentes en función de si la polarización de la onda plana incidente es paralela al ángulo de giro del diente de sierra (Ey en este trabajo) o es perpendicular (Ex). Los mejores resultados en términos de dicroísmo circular se consiguen en caso de polarización en Ex, es decir perpendicular al eje de giro, llegando a valores superiores a 0.9.

La combinación de quiralidad intrínseca y extrínseca mezcla dos aspectos de la geometría. Por una parte, el ángulo de incidencia de la excitación con respecto a la superficie de la estructura, . Por otra parte, también resulta de interés analizar la disposición de las metalizaciones en la celda unidad con respecto a la normal a la superficie de la estructura o incluso al ángulo de incidencia. Al alinear las metalizaciones con respecto a la normal a la superficie del dieléctrico, se ha observado valores de dicroísmo originados por la quiralidad extrínseca de hasta 0.4 y valores de hasta 0.93 al combinar quiralidad intrínseca y extrínseca. Si se alinean las metalizaciones con respecto a la dirección de incidencia, se obtienen casos con valores notables de dicroísmo circular, superiores a 0.85. Comparando ambas configuraciones, no se puede determinar la preferencia por una u otra, dado que ambas presentan valores en rangos similares. La comparativa entre configuraciones diente de sierra y zigzag tampoco ha reflejado una preferencia por ninguna de ellas. Si bien es cierto que desde el punto de vista de los coeficientes de transmisión circular los resultados son ligeramente mejores para la estructura Zigzag, éstos aún no son concluyentes. Sí se puede afirmar que ambas estructuras facilitan la incidencia oblicua. Sin embargo, desde el punto de vista de fabricación, la estructura zigzag puede ser un poco más sencilla de fabricar y montar. Donde sí que se ha observado una notable diferencia, es en el tipo de metalización implementada. El uso de rosetas con giro mutuo o cruces gamadas condiciona los resultados obtenidos a lo largo de todo el trabajo. En mismas condiciones de configuración geométrica del diente de sierra o zigzag, las cruces gamadas aportan mejores resultados en términos de dicroísmo circular. A falta de realizar un estudio más detallado de las corrientes inducidas en las estructuras, tarea propuesta como línea futura de investigación, se atribuye este efecto a la geometría de las cruces gamadas y al origen de las resonancias en este tipo de estructuras de caras conjugadas. Los resultados obtenidos durante este trabajo, muestran que este tipo de estructuras pueden ser implementadas en dispositivos para el control de la polarización, dado que pueden actuar como polarizadores circulares, como rotadores de la polarización o incluso como conversores de la polarización circular

En este trabajo de fin de grado se ha dado un primer paso en la investigación sobre el efecto de la quiralidad extrínseca debido a estructuras tipo diente de sierra o zigzag. Como líneas futuras se plantea la necesidad de optimizar las estructuras, a partir de este estudio inicial, para maximizar el efecto de la quiralidad extrínseca, pero potenciando la combinación de ambos tipos de quiralidades.

Dentro de esta optimización, es recomendable un mayor conocimiento del origen de las respuestas obtenidas, que pasa necesariamente por un estudio detallado de las corrientes inducidas en las metalizaciones en las diferentes estructuras.

Además, también se propone como línea a seguir, la implementación de este tipo de estructuras en aplicaciones que puedan aprovechar los efectos propios de la quiralidad, actividad óptica y/o dicroísmo circular. Por ejemplo, se plantea el uso de estas estructuras como radomo o superestrato de antenas de parche basadas en tecnología microstrip para modificar las propiedades de radiación de la misma: cambio en la polarización.

Bibliografía

- [1] B. Bai, Y. Svirko, J. Turunen, and T. Vallius, “Optical activity in planar chiral metamaterials: Theoretical study”, *Phys. Rev. A*, vol. 76, no. 2, p. 023 811, 2007.
- [2] B. Sun and Y. Yu, “Analysis of circular dichroism in chiral metamaterial at terahertz frequencies”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 52, no. 2, p. 025 105, 2018.
- [3] J. Zhou, J. Dong, B. Wang, T. Koschny, M. Kafesaki, and C. M. Soukoulis, “Negative refractive index due to chirality”, *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 12, p. 121 104, 2009, doi: 10.1103/PhysRevB.79.121104.
- [4] G. V. Eleftheriades and N. Engheta., “Metamaterials: Fundamentals and Applications in the Microwave and Optical Regimes”, *Proc. IEEE*, vol. 99, no. 10, pp. 1618–1621, 2011.
- [5] E. Plum, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, “Optical activity in extrinsically chiral metamaterial”, *Applied physics letters*, vol. 93, no. 19, p. 191 911, 2008.
- [6] E. Plum, V. A. Fedotov, and N. I. Zheludev, “Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials”, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, no. 7, p. 074 009, 2009.
- [7] Z. Wang, F. Cheng, T. Winsor, and Y. Liu, “Optical chiral metamaterials: A review of the fundamentals, fabrication methods and applications”, *Nanotechnology*, vol. 27, no. 41, p. 412 001, 2016.
- [8] G. Fernández. (2009). Química orgánica, [Online]. Available: <http://www.quimicaorganica.net/enantiomeros.html>.
- [9] L. W. Xiao, “Introducción a la teoría de nudos”, PhD thesis, Departamento de Matemáticas, Estadística y Computación, Universidad de Cantabria, Santander, 2012.
- [10] E. Plum *et al.*, “Metamaterial with negative refractive index due to chirality”, *Phys. Rev. B*, vol. 79, no. 3, p. 035 407, 2009, doi: 10.1103/PhysRevB.79.035407.
- [11] R. Ro, V. V. Varadan, and V. K. Varadan, “Electromagnetic activity and absorption in microwave chiral composites”, in *IEE Proceedings H (Microwaves, Antennas and Propagation)*, IET, vol. 139, 1992, pp. 441–448.
- [12] G. J. Molina-Cuberos, A. J. Garcia-Collado, J. Margineda, M. J. Núñez, and E. Martin, “Electromagnetic activity of chiral media based on crank inclusions”, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 19, no. 5, pp. 278–280, 2009.
- [13] B. Kahr and O. Arteaga, “Arago’s best paper”, *ChemPhysChem*, vol. 13, no. 1, pp. 79–88, 2012.
- [14] W. H. Pickering, *Experiment performed at Caltech*, private communication, 1945.
- [15] A. H. Sihvola, A. J. Viitanen, I. V. Lindell, and S. A. Tretyakov, “Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media (artech house antenna library)”, *Norwood, MA, USA: Artech House*, 1994.
- [16] D. L. Jaggard, A. R. Mickelson, and C. H. Papas, “On electromagnetic waves in chiral media”, *Applied physics*, vol. 18, no. 2, pp. 211–216, 1979.

- [17] A. H. Sihvola and I. V. Lindell, “Bi-isotropic constitutive relations”, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 4, no. 8, pp. 295–297, 1991.
- [18] A. H. Sihvola, “Electromagnetic modeling of bi-isotropic media”, *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 9, pp. 45–86, 1994.
- [19] Y. Cheng, Y. Nie, L. Wu, and R. Z. Gong, “Giant circular dichroism and negative refractive index of chiral metamaterial based on split-ring resonators”, *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 138, pp. 421–432, 2013.
- [20] Y. K. Sirenko, S. Tleukenov, N. Yashina, and Z. Zhalgasbekova, “Propagation of electromagnetic waves in structures with biaxial anisotropic media of monoclinic syngony. part 1: Unlimited media”, *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 79, no. 5, 2020.
- [21] C. F. Bohren, “Isotropic chiral materials”, *Introduction to complex mediums for optics and electromagnetics*, pp. 63–78, 2003.
- [22] E. U. Condon, “Theories of optical rotatory power”, *Reviews of modern physics*, vol. 9, no. 4, p. 432, 1937.
- [23] V. Fedotov, “Springer handbook of electronic and photonic materials”, *Springer Handb. Electron. Photonic Mater.*, pp. 1351–1377, 2017.
- [24] J. Bose, “The rotation of plane of polarisation of electric waves by a twisted structure”, *Current Science*, vol. 70, no. 2, pp. 178–180, 1996, (Reprinted from Proc. R. Soc., Mar. 1898).
- [25] N. Engheta, “Special issue on wave interactions with chiral and complex media”, *J. Electromagn. Waves Appl.*, vol. 6, no. 5, pp. 537–793, 1992.
- [26] V. G. Veselago, “Electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ”, *Usp. Fiz. Nauk*, vol. 92, p. 517, 1967.
- [27] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena”, *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 47, no. 11, pp. 2075–2084, 1999.
- [28] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, “Experimental verification of a negative index of refraction”, *science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77–79, 2001.
- [29] J. B. Pendry and D. R. Smith, “The quest for the superlens”, *Scientific American*, vol. 295, no. 1, pp. 60–67, 2006.
- [30] S. Prada, “Análisis de band-gaps electromagnéticos en guía de onda rectangular a frecuencias de microondas”, 2013.
- [31] C. Caloz and T. Itoh, *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications*. John Wiley & Sons, 2005.
- [32] J. Pendry, “A chiral route to negative refraction”, *Science*, vol. 306, no. 5700, pp. 1353–1355, 2004.
- [33] J. Li, F. Yang, and J. Dong, “Design and simulation of L-shaped chiral negative refractive index structure”, *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 116, pp. 395–408, 2011.
- [34] B. Wang, J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, and C. M. Soukoulis, “Chiral metamaterials: Simulations and experiments”, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, no. 11, p. 114003, 2009.
- [35] Z. Li, M. Mutlu, and E. Ozbay, “Chiral metamaterials: From optical activity and negative refractive index to asymmetric transmission”, *Journal of Optics*, vol. 15, no. 2, p. 023001, 2013.
- [36] S. S. Oh and O. Hess, “Chiral metamaterials: Enhancement and control of optical activity and circular dichroism”, *Nano Convergence*, vol. 2, no. 1, pp. 1–14, 2015.